N° 2 31 JANVIER 1939

Revue générale des Sciences pures et appliquées

FONDATEUR : **L. OLIVIER** (1890-1920).
DIRECTEURS : **J.-P. LANGLOIS** (1910-1923), **L. MANGIN** (1924-1937).

DIRECTEUR :
R. ANTHONY, Professeur au Muséum national d'Histoire Naturelle.

Adresser tout ce qui concerne la rédaction à M. le Docteur Gaston DOIN, 8, place de l'Odéon, Paris
La reproduction et la traduction des œuvres et des travaux publiés dans la *Revue* sont complètement interdites en France et en pays étrangers y compris la Suède, la Norwège et la Hollande.

CHRONIQUE ET CORRESPONDANCE

De l'absorption atmosphérique de la lumière solaire.

(*Essai d'évaluation par la méthode des éclairements*).

I. *Préliminaires.* — L'absorption de la lumière par l'atmosphère terrestre a été constatée, depuis longtemps, en ce qui concerne les *étoiles* : telles de celles-ci qui demeurent invisibles dans un Ciel très pur pour un observateur placé en plaine, et à faible altitude, apparaissent cependant à l'œil nu d'un autre observateur situé à une altitude élevée, sur une haute montagne, ou dans la nacelle d'un ballon d'exploration : il y a donc absorption totale, aux faibles altitudes, en raison : et de la faible intensité lumineuse des étoiles, et de la plus grande densité de l'air atmosphérique à mesure que l'on se trouve plus près du sol (l'absorption croissant avec la densité du milieu absorbant).

Pour la *lumière solaire*, il en est de même, mais à un degré différent. En raison de l'intensité lumineuse considérable de l'astre, les variations de cette intensité par suite des effets d'absorption atmosphérique, impossibles à apprécier à l'œil, ne peuvent être décelées qu'à l'aide de l'*éclairement normal*, mesuré au *luxmètre*; l'éclairement normal, en un point d'observation, est obtenu en disposant la surface sensible du luxmètre perpendiculairement aux rayons solaires.

Les gaz absorbants de l'atmosphère sont, en dehors de l'oxygène et de l'azote, le gaz carbonique, l'ozone et la vapeur d'eau. Or, les diverses couches de l'atmosphère que l'on rencontre à partir du sol ne renferment pas les gaz en question *dans la même proportion*, et par suite n'exercent pas leur faculté absorbante au même degré sur la lumière solaire; de plus, il y aurait lieu de tenir compte de l'absorption sélective de ces divers gaz, qui exercent leur maximum d'action dans des régions différentes du spectre. Le problème est donc *très complexe*.

L'*épaisseur* de la couche atmosphérique traversée diminue considérablement depuis le lever du soleil jusqu'à son passage au méridien du lieu, dans le rapport de 8,50 à 1 au solstice d'été; jusqu'à la hauteur angulaire du sol il égale à 20° (pour laquelle l'épaisseur d'atmosphère traversée n'est plus que 2,55 fois celle qui correspond à la position méridienne), l'absorption atmosphérique sur le flux lumineux total du soleil décroît très sensiblement, pour décroître ensuite plus lentement jusqu'à la plus grande hauteur angulaire de l'astre.

II. *Expérimentation.* — Les essais que nous avons effectués en vue d'évaluer l'absorption du flux lumineux solaire, en un lieu d'observation, ont porté sur la mesure des éclairements normaux, à diverses hauteurs angulaires du soleil, et dans les conditions *les plus favorables:* c'est-à-dire par ciel très clair, et atmosphère pure; ces conditions sont réalisées quand on obtient, pour une hauteur angulaire β° du soleil, la *meilleur valeur* e de l'éclairement normal correspondant à cette hauteur.

Remarquons, immédiatement, que pour une hauteur donnée β° du soleil, l'épaisseur d'atmosphère traversée par ses radiations étant bien déterminée l'éclairement normal doit être bien déterminé lui-même, sa valeur dépendant de cette hauteur β°, pour une atmosphère également pure; dès lors, il sera possible de relever un certain nombre de valeurs de

e en fonction de β, et de construire un graphique représentatif.

Nos mesures d'éclairements ont été effectuées au luxmètre à cellule photo-électrique; l'axe de la surface sensible étant orienté, dans chaque essai, vers le soleil, après détermination préalable de la hauteur angulaire β au théodolite; le luxmètre était disposé dans une chambre noire articulée, et pourvu de divers écrans absorbants permettant d'obtenir, selon les cas, la sensibilité voulue.

La figure 1 représente le graphique des éclairements normaux les plus favorables (en ordonnées), en fonction des hauteurs angulaires β° (en abscisses); on y remarque aisément que le coefficient angulaire décroît rapidement jusqu'à 20°, et plus lentement

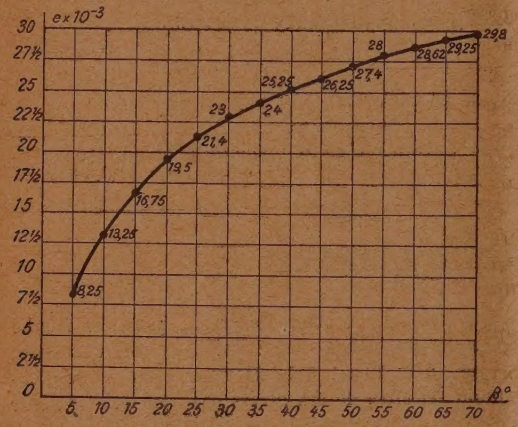

Fig. 1. — Graphique des éclairements normaux.

ensuite, jusqu'à 70°, hauteur angulaire maxima du soleil, au solstice d'été, à Aix-en-Provence.

(Les mesures ont été effectuées, à diverses époques de l'année à 3 kilomètres au nord de cette ville, sur le plateau d'Entremont à 380 mètres d'altitude et d'où l'horizon est dégagé tout entier.)

III. *Absorption relative du flux lumineux.* — Tyndall a, le premier, montré que l'absorption relative, par un gaz, est proportionnelle à l'épaisseur traversée, et à la pression atmosphérique.

Si donc I est l'intensité du rayonnement solaire *vertical* en C à l'altitude z (celle du lieu d'expérience), où la pression atmosphérique est p, I croissant quand z croît, on peut écrire avec Tyndall (l'absorption relative étant $\frac{dI}{I}$) :

$$(1) \qquad \frac{dI}{I} = ap.dz;$$

(a est un coefficient qui dépend de la composition de l'air atmosphérique, et que nous regarderons comme constant dans les limites où l'on opère).

La pression p est une fonction exponentielle de l'altitude z (fig. 2); et l'on écrira :

$$(2) \qquad p = p_o \times e^{(-Kz)};$$

(p_o = pression à l'altitude O, c'est-à-dire au niveau A de la mer, K, un coefficient dépendant de la pression, et e, la base des logarithmes (népériens); en réunissant les deux formules qui précèdent on a :

$$(3) \qquad \frac{dI}{I} = apo.e^{(-Kz)}\,dz;$$

si H est la hauteur limite de l'atmosphère en B là où l'intensité du rayonnement solaire vaut I_o, et la pression atmosphérique $p_H = O$, on obtient

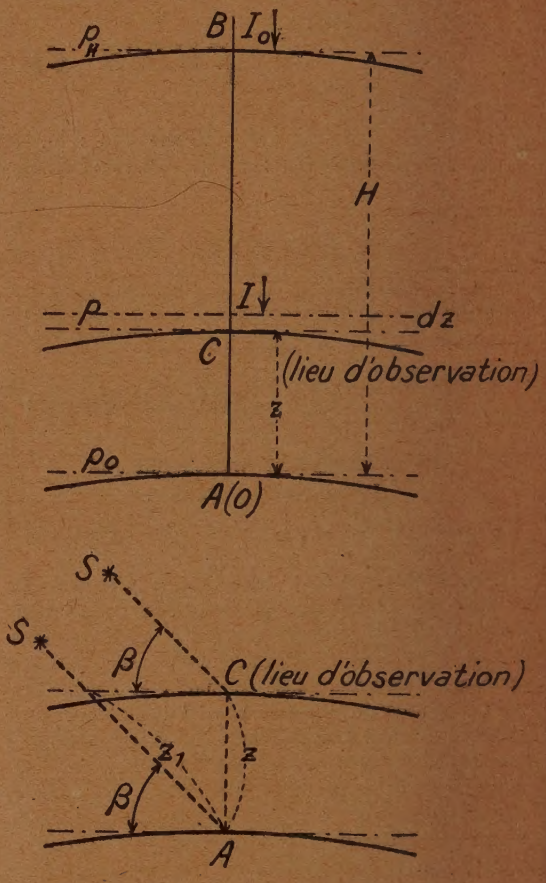

Fig. 2. — Pressions en fonction de l'altitude.

en intégrant de z (où l'intensité est I) à H (où elle est I_o), et tous calcculs faits[3] :

$$(4)' \qquad \log' \frac{I_o}{I} = \frac{a}{K} \times p.$$

Mais le rayon incident observé CS n'est jamais vertical dans nos régions (fig. 2, au-dessous), il fait précisément l'angle β_o avec l'horizon du lieu; il faut donc, pour une distance verticale z, observer une épaisseur traversée $z_1 = \frac{z}{\sin \beta}$; et la formule applicable est :

$$(4) \qquad \log' \frac{I_o}{I} = \frac{a}{K} \times \frac{p}{\sin \beta}.$$

1. 2. Formules du Général Delcambre.

3. *On a, pour l'intégration de l'équation (3) :*

Comme il ne peut être effectué de mesures directes de I, au lieu d'observation, remplaçons I et I_o par les éclairements normaux correspondants : e et e_o; ou a, en effet :

$$e = \frac{I}{d^2}; \quad e_o = \frac{I_o}{d^2};$$

(d = distance du soleil à la Terre, que l'on peut considérer comme étant très sensiblement la même au lieu considéré, et aux confins de l'atmosphère,

$$\int_I^{I_o} \left(\frac{d\,I}{I}\right) = (\log' I)_I^{I_o} = -\frac{a p_o}{K} \int_z^H e^{(-Kz)}\, d\,(-Kz) =$$

$$= -\frac{a p_o}{K} \left(e^{-Kz}\right)_z^H$$

ou :

$$\log' \frac{I_o}{I} = -\frac{a p_o}{K}\left(e^{-KH} - e^{-Kz}\right) = \frac{a}{K} p - \frac{a}{K} p_H;$$

ou, comme $p_H = 0$, *on aura finalement :*

$$\log' \frac{I_o}{I} = \frac{ap}{K}.$$

où l'on adopte H = 140 kilomètres; ce qui donne pour d^2, un écart $< \frac{2}{10^6}$, donc négligeable devant les mesures); par suite, on pourra écrire :

$$(5) \qquad \log' \frac{e_o}{e} = \frac{a}{K} \times \frac{p}{\sin \beta}.$$

Il s'agit d'évaluer e_o (éclairement normal aux confins de l'atmosphère). A cet effet, l'on effectue, pour une autre hauteur β^o du soleil, la mesure de l'éclairement normal : e'; et l'on a :

$$\log' \frac{e_o}{e'} = \frac{a}{K} \times \frac{p}{\sin \beta'};$$

d'où,

et en posant : si $\beta' > \beta$, $\quad \frac{\sin \beta'}{\sin \beta} = m$,

on aura : $\quad \frac{\log' \frac{e_o}{e}}{\log' \frac{e_o}{e'}} = m$;

une simple transformation de calcul donne :

$$\frac{e_o}{e} = \left(\frac{e_o}{e'}\right)^m;$$

d'où enfin :

$$\log' e_o = \frac{m \log' e' - \log' e}{m - 1};$$

et en repassant aux logarithmes décimaux :

$$(6) \qquad \log e_o = \frac{m \log e' - \log e}{m - 1};$$

cette formule (6) permet ainsi, à l'aide de la connaissance de deux éclairements (e' à la hauteur β', et e à la hauteur β), de calculer l'éclairement limite normal e_o.

Exemple de calcul. — Soit, à $\beta = 20^o$, $e = 19.500$ lux; et à $\beta = 65^o$, $e' = 29.250$ lux; on trouve :

$$m = \frac{\sin 65^o}{\sin 20^o} = 2{,}649;$$

$\log. e = 4{,}29.003$; $\log. e' = 4{,}46.613$; d'où :

$$\log e_o = 4{,}57.292 \text{ ; et : } e_o = 37.400.$$

Respectivement, pour $\beta = 55^o$ et $\beta = 60^o$, l'on trouve 36.300 et 36.800, la moyenne de ces 3 résultats (lesquels diffèrent de 1,3 à 1,6 %, alors que les mesures au luxmètre peuvent atteindre 5 %) est 36.800 lux que nous pouvons adopter pour e_o, au lieu de nos observations.

Remarques. — 1° Le calcul de e_o, entre $\beta = 20^o$ et une autre valeur de β inférieure à 50°, fournit des résultats un peu inférieurs à la moyenne admise ci-dessus; l'écart étant toujours de l'ordre des erreurs possibles de lectures au luxmètre.

Cet écart croît sensiblement entre $\beta = 40^o$ et $\beta = 20^o$, et correspond à des écarts plus sensibles dans l'épaisseur de la couche atmosphérique; la composition de l'air étant assez différente dans les couches supérieures de l'atmosphère, le coefficient $\frac{a}{K}$ de la formule (5) ne présente plus tout à fait la même valeur que dans les couches inférieures;

2° Nous avons trouvé, en 1934, en un lieu où les conditions normales atmosphériques sont assez différentes (atmosphère moins pure, généralement brumeuse) — à 2 kilomètres au nord de Rouen, et à 140 mètres d'altitude —, le nombre $e_o = 36.500$ lux, un peu inférieur au précédent, avec cependant un écart de 0,8 % seulement; ceci, avec le luxmètre à écran (taches d'huile), d'ailleurs comparable au luxmètre à cellule photoélectrique.

IV. *Pouvoir absorbant.* — C'est le rapport $\frac{I_o - I}{I_o}$, lequel peut se ramener ainsi que nous l'avons montré précédemment, au rapport $\frac{e_o - e}{e_o}$; e étant l'éclairement normal à la hauteur angulaire β^o du soleil. Le calcul est aisé à faire, et le tableau ci-après reproduit les résultats que nous avons obtenus, avec les valeurs de e figurant sur le graphique de la figure 1. Nous désignons par α le pouvoir absorbant $\frac{e_o - e}{e_o}$

β (degrés)	5	10	20	30	40	50	60	70
β (radians)	0,087	0,1745	0,3490	0,5235	0,698	0,8725	1,047	1.2215
x (kilomètres)	942	669	406	290	230	194	173	159
α	0,775	0.640	0.470	0,375	0,314	0,254	0,222	0,190

Nous avons reporté, au même tableau, les épaisseurs x en kilomètres de l'atmosphère traversées obliquement par les rayons solaires, et obtenues par une relation géométrique simple (en partant de 140 kilomètres, hauteur verticale de l'atmosphère admise précédemment.)

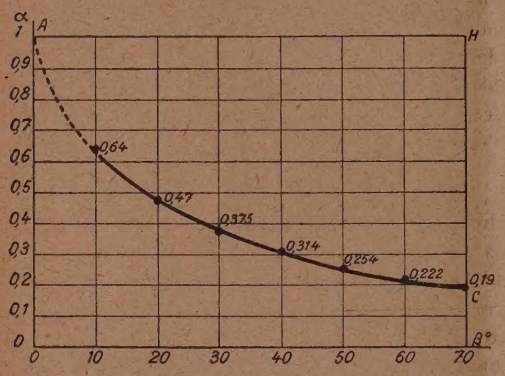

Fig. 3. — Graphique des pouvoirs absorbants.

La figure 3 reproduit le graphique des valeurs de α.

Remarquons que le facteur de transmission de la lumière, qui vaut : $\frac{e}{e_0} = 1 - \alpha$, est fourni par les ordonnées comprises entre la courbe et la parallèle AH à l'axe des abscisses; il se déduit aisément des valeurs de α du tableau précédent.

D'après l'allure de la courbe AC, nous avons cherché à exprimer le pouvoir absorbant de la lumière solaire par la formule exponentielle :

$$\alpha = Ae^{-\beta}, \tag{7}$$

dans laquelle e est la base des logarithmes népériens, β la hauteur angulaire du soleil *en radians*, et A une constante.

Calculé à l'aide des valeurs de α pour $\beta = 20°$, $\beta = 50°$, et $\beta = 60°$, le coefficient A vaut 0,635 (valeur moyenne); et l'on a :

$$\log \alpha = \log A - \beta \log e = \overline{1},80.762 - 0,43.429\,\beta.$$

Les nombres obtenus pour α, à l'aide de cette formule, diffèrent peu de ceux que donne le calcul direct par les éclairements (nombres du tableau); l'écart moyen entre les résultats est égal à $\pm 1,73$ %, de $\beta = 20°$ à $\beta = 70°$: la formule ne s'appliquant qu'entre ces 2 limites.

Le diagramme de la figure 3 fournit l'éclairement normal à un instant quelconque, et à une époque quelconque de l'année, mais par ciel pur; on mesure $\beta°$ au théodolite, et l'on repère l'ordonnée correspondante;

On en déduit : $e = e_0\,(1 - \alpha)$.

Exemple: Le 23 septembre 1937 (équinoxe d'automne), avec $\beta = 35°$, on trouve : $\alpha = 0,34$; d'où : $e = 36.800 \times 0,66 = 24.288$ lux; le luxmètre donne (mesure directe) : 24.000 lux; écart : 1,2 % (inférieur aux erreurs de mesure).

Conclusion. — Les résultats obtenus dans nos essais ne peuvent prétendre à fournir une valeur définitive de l'absorption atmosphérique; ils valent pour un *lieu d'observation*, et dans des conditions déterminées pour ce lieu; et donnent ainsi des indications intéressantes par l'évaluation des éclairements observés.

H. Pécheux,
Docteur ès Sciences,
Lauréat de l'Institut.

THERMODYNAMIQUE ET MÉCANIQUE MOLÉCULAIRE (*)

La thermodynamique classique envisage l'aspect macroscopique de phénomènes qui se peuvent en principe analyser en étudiant les mouvements des molécules et les forces auxquelles elles sont soumises.

Elle peut donc être interprétée et expliquée par la Mécanique moléculaire. Pareillement la Mécanique atomique explique les équilibres chimiques, et la Mécanique des ions et électrons explique les circulations de courants électriques; on doit donc logiquement voir là deux chapitres de la Thermodynamique générale. Nous emploierons le terme Mécanique moléculaire dans son acception généralisée qui englobe la Mécanique des atomes, avec les forces chimiques, et la Mécanique des éléments électriquement chargés, avec les forces électromotrices.

Malheureusement, pour aborder efficacement cette analyse on est conduit à l'appliquer à des schémas très simplifiés en ce qui concerne la constitution et les propriétés des molécules et atomes. Ces approximations, souvent assez éloignées de la réalité, enlèvent à cette Mécanique moléculaire schématisée, toute valeur de démonstration. Elle ne peut aucunement prétendre à se substituer à la Thermodynamique classique, qui construit sur les deux principes un édifice entièrement déductif et d'une rigueur logique inattaquable. Il lui reste néanmoins un rôle très précieux à jouer : celui d'éclairer et d'expliquer les résultats démontrés par la Thermodynamique classique, dont l'apparence abstraite et mystérieuse rebute ou inquiète tous ceux que leur tournure d'esprit oriente vers les représentations concrètes.

Il ne saurait être question d'entreprendre ici un exposé complet et méthodique de la *Thermodynamique cinétique* à laquelle on est ainsi conduit. Nous nous contenterons d'une promenade rapide à travers quelques questions variées choisies parmi les plus typiques, pour mettre en valeur la puissance d'interprétation de ces modes d'exposition.

Principe de la conservation de l'énergie.

Elle apparaît immédiatement dans l'étude même des principes qui servent de base à la Thermodynamique classique.

Le principe de l'équivalence de la chaleur et du travail, applicable aux évolutions en cycle fermé, apparaît comme un simple cas particulier du principe de la conservation de l'énergie mécanique, dès que l'on identifie l'énergie thermique à l'énergie cinétique d'agitation moléculaire.

D'autre part l'*énergie interne*, qu'introduit la considération des évolutions ouvertes, est seulement pour la Thermodynamique classique une fonction définie (à une constante additive près) des variables qui déterminent les états d'équilibre du système, fonction dont l'existence est démontrée par l'équation

$$\int(\delta Q + \partial \mathfrak{E}) = 0$$

du principe de l'équivalence. Elle devient pour la Mécanique moléculaire une notion aussi simple que naturelle : c'est la somme des énergies potentielles liées aux forces intérieures et de l'énergie cinétique d'agitation moléculaire. Il est alors bien clair que, si l'on définit complètement l'état du système, c'est-à-dire les positions et les mouvements de ses éléments, son énergie interne se trouve définie. Nous ne pouvons d'ailleurs observer macroscopiquement que les variations de cette énergie interne.

Principe d'évolution.

Le principe d'évolution ajoute à la relation quantitative de la conservation de l'énergie dans les évolutions thermodynamiques, une loi qualitative relative au *sens* dans lequel se produisent les évolutions spontanées. Il apparaît profondément abstrait tant qu'il s'appuie seulement sur la notion, fort mystérieuse en apparence, d'entropie.

Mais le postulat de Clausius, qui contient en puissance les énoncés divers du principe d'évolution, est seulement la généralisation d'une observation fondamentale qui apparaît évidente lorsqu'on l'interprète par la théorie cinétique.

Si l'on considère en effet un milieu de constitution matérielle homogène, la répartition la plus probable (avec une probabilité extrêmement élevée par suite du nombre formidable de molécules intéressées) de l'énergie cinétique d'agitation de ses molécules est évidemment, en l'absence de toute cause extérieure d'anisotropie, la répartition homogène. Les hétérogénéités accidentelles de répartition — autrement dit les gradients de température — se traduiront donc par des transports d'énergie thermique orientés dans le sens des températures décroissantes, qui ont pour effet de faire disparaître ces hétérogénéités de répartition.

L'observation expérimentale de l'égalisation des températures aussi bien dans les milieux hétérogènes que dans les milieux homogènes géné-

(*) Deux conférences faites au mois de novembre 1938 à l'Institut des Hautes Etudes de Belgique.

ralise ensuite un résultat qui était évident pour ceux-ci.

Mais le principe de Clausius va plus loin dans cette généralisation quand il affirme que le sens du transport de chaleur entre deux « sources » reste nécessairement celui des températures décroissantes, même si ce transport a été réalisé indirectement, au cours d'une évolution plus ou moins complexe, par un système auxiliaire, sous les seules conditions que le système soit revenu à son état initial et n'ait pas reçu de travail de l'extérieur.

C'est là que s'introduit le *postulat*; mais il apparaît beaucoup plus naturel lorsque la mécanique moléculaire lui a fourni un point de départ évident. Il permet alors d'établir le théorème de Carnot et l'existence corrélative de la fonction entropie.

Si l'on envisage l'autre aspect, du principe d'évolution, c'est-à-dire l'impossibilité du mouvement perpétuel de seconde espèce, la théorie cinétique lui fournit encore un point de départ évident.

Il est clair en effet que, dans un milieu à température uniforme, la probabilité d'une orientation spontanée de l'énergie cinétique moléculaire dans une direction privilégiée — autrement dit d'une transformation spontanée de cette énergie thermique en énergie mécanique — est tellement petite qu'il n'y a pas lieu d'en retenir l'hypothèse. Rien ne s'oppose au contraire à la transformation inverse, qui est la *décoordination* de l'énergie mécanique en énergie thermique.

De là on conclut qu'un système isotherme ne peut pas fournir du travail qui serait *exclusivement* lié à une diminution de son énergie thermique, c'est-à-dire à une diminution de sa température.

Ce raisonnement met en évidence le sens et les limites de l'énoncé auquel il conduit. La conclusion ne tient plus si l'on autorise, en même temps que la diminution d'énergie cinétique moléculaire, des modifications de forme ou de volume qui seraient capables *d'orienter* cette disparition d'énergie cinétique pour la transformer en travail à l'échelle mécanique. Par exemple la détente adiabatique d'une masse gazeuse fournit du travail emprunté à son énergie cinétique moléculaire, grâce au déplacement orienté du piston; et la mécanique moléculaire explique très bien cette fourniture de travail avec refroidissement du gaz, en analysant les rebondissements de molécules sur le piston qui cède devant elles.

Ici encore, on passe ensuite, de ce point de départ évident, à une généralisation relative au cas où intervient, outre la source thermique unique considérée, un système auxiliaire évoluant en cycle fermé. Une telle évolution fermée *monotherme* peut absorber du travail mais ne peut pas en fournir.

Notons toutefois que cette généralisation n'est plus ici un *postulat*. On peut la démontrer par la mécanique moléculaire, au moins pour un système auxiliaire gazeux et pour une évolution réversible.

Considérons le diagramme de Clapeyron[1] avec *op* vertical vers le haut, et *ov* horizontal vers la droite. Traçons-y l'isotherme qui représente les états du système gazeux lorsque sa température est égale à la température T de la source, supposée invariable. Nous pouvons y tracer aussi un réseau représentant diverses détentes adiabatiques : chacune d'elles est parfaitement définie par le fait que nous envisageons seulement des détentions réversibles[2]. Dans une telle détente adiabatique le système gazeux fournit du travail extérieur aux dépens de son énergie cinétique moléculaire, donc il se refroidit; par conséquent les adiabatiques sont plus verticales que les isothermes qu'elles coupent.

Lorsque le point figuratif M avance, dans le réseau, en rencontrant des adiabatiques de plus en plus éloignées de l'origine, cela veut dire que le système reçoit de la chaleur, et vice versa.

Dessinons alors le cycle monotherme fermé. Lorsque M avance dans le réseau des adiabatiques, il faut, puisque le système reçoit de la chaleur de la source, que sa température soit plus faible que T; et lorsqu'il recule dans le réseau, il faut que la température du système soit plus grande que T. Ceci n'est possible que si les deux points A et B, où le cycle est tangent aux deux adiabatiques extrêmes qu'il rencontre, sont situés sur l'isotherme T; et le cycle est nécessairement décrit dans le sens de circulation inverse de celui des aiguilles d'une montre : c'est-à-dire qu'il *absorbe* toujours du travail[3].

Equations caractéristiques des gaz.

Si nous quittons les principes pour aborder l'étude des propriétés des systèmes gazeux, les clartés qu'apporte la mécanique moléculaire ne sont pas moins frappantes.

La notion de gaz parfait suppose l'énergie interne exclusivement constituée par l'énergie cinétique d'agitation moléculaire, et assimile les molécules à des points matériels sans dimensions.

1. Employer le diagramme enthopique, où la discussion apparaît plus simple, serait ici une pétition de principe, puisque le théorème de Carnot n'est pas encore établi.

2. Ce sont des isentropiques, mais, ici encore, nous ne pourrions pas les qualifier ainsi sans pétition de principe.

3. Cf. *Mémorial Sciences physiques*, fasc. 23, § 20.

Pour évaluer la pression p exercée par le gaz sur la paroi du récipient qui l'enferme, il faut alors évaluer la moyenne générale des forces élémentaires exercées, sur l'unité de surface de paroi, par toutes les molécules qui y rebondissent pendant l'unité de temps. Des calculs statistiques assez complexes montrent que l'effet est le même que si l'énergie cinétique totale était uniformément répartie entre six trains de molécules parallèles aux trois arêtes du récipient supposé cubique, dont la vitesse uniforme v serait égale à la racine carrée du carré moyen de toutes les vitesses. Alors, dans chaque rebondissement, dont la durée est τ, la force élémentaire f donne la quantité de mouvement

$$\int_0^\tau f dt = 2m\tau,$$

et, comme le nombre des chocs (pour une densité donnée) est lui-même proportionnel à v, on arrive à

$$\Sigma \int_0^\tau f dt = k\tau^2,$$

c'est-à-dire que la pression est proportionnelle à v^2, autrement dit à la température absolue T. D'autre part, pour une valeur donnée de v, c'est-à-dire aussi pour une température T donnée, le nombre des chocs est proportionnel à la densité, donc inversement proportionnel au volume spécifique v. On obtient ainsi l'équation caractéristique

$$p = k\frac{T}{v}$$

De là, on peut passer très simplement à la seconde approximation, fournie par l'équation caractéristique de Van der Waals. Elle comporte deux corrections distinctes. L'une, relative au volume propre des molécules, donnera une pression infiniment croissante avant que le volume v devienne nul, en écrivant

$$p = k\frac{T}{v-\alpha}.$$

L'autre cherche à tenir compte des attractions mutuelles de cohésion entre les molécules, qui ont évidemment pour effet de diminuer un peu leur effort de poussée sur les parois; elle introduira donc dans p un terme correctif négatif, qui doit tendre vers zéro lorsque le volume v croît indéfiniment, et l'on peut chercher à écrire

$$p = k\frac{T}{v-\alpha} - \frac{\beta}{v^n}.$$

Pour essayer de déterminer un exposant n qui convienne, on peut étudier l'énergie interne U de l'unité de masse. Prendre en considération les forces d'attraction mutuelle entre molécules, cela revient à introduire dans U, outre le terme cT d'énergie cinétique moléculaire (seul envisagé dans les gaz parfaits), un terme d'énergie potentielle de cohésion, que l'on écrira sous la forme $[a - \varphi(v)]$ où a est la valeur maximum vers laquelle tend cette énergie, pour un volume infiniment croissant, lorsque tous les couples de molécules seront à des distances mutuelles supérieures à la distance maxima δ où les attractions de cohésion sont encore sensibles.

Le terme $\varphi(v)$ sera égal à $N\eta$, si l'on appelle N le nombre de couples de molécules qui se trouvent, à chaque instant, à distance mutuelle d plus faible que δ, et η la valeur moyenne de la perte d'énergie potentielle de cohésion pendant que d reste plus petit que δ. Cette approximation est obtenue en considérant le nombre des rencontres triples ou multiples comme négligeable vis-à-vis du nombre des rencontres de deux molécules.

La valeur moyenne η dépend des lois de variation de la distance d entre les molécules pendant que leur attraction mutuelle leur impose des accélérations; c'est-à-dire qu'elle dépend des formes de leurs trajectoires relatives et des lois de leurs déplacements sur ces trajectoires. Mais, tant que la densité est assez faible pour que la durée de ces *rencontres* soit très petite vis-à-vis de celle des libres parcours rectilignes, η est visiblement indépendant de v. C'est d'autre part une approximation légitime que de le considérer comme indépendant de T.

Avec ces approximations, $\varphi(v)$ devient simplement proportionnel à N. Ce nombre N est lui-même proportionnel à la probabilité, calculée dans le temps, pour qu'une molécule donnée, dont on suivrait le mouvement par la pensée, soit à distance $d<\delta$ de l'une quelconque des $\mathfrak{N}$ molécules qui constituent la masse gazeuse unité.

Soit M le centre de gravité de la molécule considérée. La probabilité cherchée est celle pour que ce point géométrique soit à l'intérieur de l'une des $\mathfrak{N}$ sphères d'attraction, de volume individuel

$$\frac{4}{3}\pi\delta^3.$$

Si la trajectoire et la vitesse de la molécule M n'étaient pas altérées par les attractions des autres molécules, cette probabilité serait immédiatement donnée par le rapport

$$\frac{\mathfrak{N}\cdot\frac{4}{3}\pi\delta^3}{v}$$

du volume total des sphères d'attraction au volume v occupé par l'unité de masse. Cette expression reste une approximation acceptable si la

cent sur elle les portions de la masse gazeuse densité du gaz est assez faible pour que ce rapport reste très petit.

On a alors :

$$\varphi(v) = \frac{b}{v} \qquad \text{et} \qquad U = cT + a - \frac{b}{v}$$

ou, en faisant rentrer a dans la constante arbitraire,

$$U = cT - \frac{b}{v}$$

La formule de Clapeyron

$$l = T\frac{\partial p}{\partial T}$$

permet alors de préciser le terme correctif $-\frac{\beta}{v^n}$ de l'équation caractéristique. On a en effet :

$$\delta Q = dU + p\,dv = c\,dT + \frac{b}{v^2}\,dv + p\,dv$$

$$= c\,dT + \left(\frac{b}{v^2} + p\right) dv$$

d'où :

$$l = \frac{b}{v^2} + p = \frac{b}{v^2} + k\,\frac{T}{v-\alpha} - \frac{\beta}{v^n};$$

d'autre part :

$$\frac{\partial p}{\partial T} = \frac{k}{v-\alpha}, \quad \text{d'où} \quad T\frac{\partial p}{\partial T} = \frac{kT}{v-\alpha};$$

et l'on obtient alors :

$$\frac{b}{v^2} + k\,\frac{T}{v-\alpha} - \frac{\beta}{v^n} = \frac{kT}{v-\alpha},$$

ou :

$$\frac{b}{v^2} = \frac{\beta}{v^n}$$

quel que soit v, ce qui exige :

$$\beta = b, \qquad n = 2,$$

d'où :

$$p = \frac{kT}{v-\alpha} - \frac{b}{v^2}$$

Notion de pression isotrope en un point.

Dans les équations caractéristiques, la notion de pression d'un gaz s'introduit physiquement par la considération de l'effort exercé sur les parois du vase qui l'enferme.

Pour passer de là à la notion beaucoup plus abstraite de pression isotrope en un point de la masse gazeuse en équilibre macroscopique, on imaginera que l'on place au point considéré une petite écaille plane solide, arbitrairement orientée. Sur chacune de ses faces il se produit évidemment un bombardement avec rebondissements analogue à celui que nous avons envisagé sur la paroi du récipient.

Si l'agitation moléculaire est parfaitement isotrope, l'effort sur chaque face sera perpendiculaire et indépendant de l'orientation sous laquelle on introduit la lamelle au point considéré. C'est un résultat évident pour un gaz en équilibre thermodynamique pur, c'est-à-dire en l'absence de tout champ de forces capable de créer des anisotropies.

Mais un champ de forces, tel que celui de la pesanteur, qui introduit une direction privilégiée, est-il susceptible d'altérer l'isotropie de la pression en un point?

Il altère l'isotropie de la vitesse. En effet le champ accélère les molécules qui se déplacent vers le bas et ralentit celles qui se déplacent vers le haut. Alors, si la température est uniforme, la composante verticale moyenne de la vitesse des molécules qui traversent un certain plan horizontal de haut en bas est plus grande que celle des molécules qui le traversent de bas en haut.

Mais, puisque la densité reste partout permanente, cela exige que les densités des flux ascendant et descendant soient inversement proportionnelles à leurs vitesses moyennes : cette condition est assurée par le gradient vertical de densité qu'impose la pesanteur.

Si nous matérialisons alors le plan horizontal considéré par une lamelle solide infiniment mince, les variations de quantité de mouvement subies pour les molécules qui rebondissent sur ses deux faces sont égales.

On est ainsi amené à conclure que l'isotropie de la pression subsiste. Autrement dit, quelle que soit l'orientation sous laquelle on introduit la lamelle solide, au point considéré, la résultante des pressions sur l'une de ses faces reste perpendiculaire sur cette face, et indépendante de son orientation.

Ayant ainsi analysé les pressions égales que le gaz exercerait par bombardement moléculaire sur l'une et l'autre face d'une lamelle solide, on a l'habitude de dire qu'elles définissent, *en l'absence de cette lamelle solide*, les pressions qu'exercent l'une sur l'autre les deux masses gazeuses situées de part et d'autre du plan qu'elle matérialisait tout à l'heure.

Il y a là en réalité une difficulté qui mérite de n'être pas passée sous silence. Considérons par exemple le raisonnement utilisé dans diverses applications classiques[4] : on isole par la pensée une certaine partie de la masse gazeuse au moyen d'une surface imaginaire fermée, et l'on écrit son équilibre en faisant intervenir, conformément à la conception précisée ci-dessus, les *pressions* qu'exer-

4. En particulier au paragraphe suivant pour l'étude de l'équilibre d'un gaz dans le champ de pesanteur.

extérieure à la surface frontière. Bien que les conclusions ainsi obtenues soit exactes, on doit observer que ce raisonnement n'est pas correct. La surface géométrique considérée ne limite pas un système matériel permanent : elle est constamment traversée par des molécules qui sortent et par d'autres molécules qui entrent. Mais ces substitutions de molécules donnent la même distribution que donneraient les rebondissements sur des écailles solides matérialisant la surface de séparation pour isoler vraiment un système matériel permanent. On écrit en réalité l'équilibre du système matériel qui serait ainsi individualisé et isolé.

Equilibre d'une masse gazeuse.

Considérons d'abord l'équilibre thermodynamique pur : nous entendons par là celui qui se réalise dans un domaine où aucun champ de forces extérieures n'agit sur les molécules. Nous n'excluons pas d'ailleurs dans cette définition l'existence de forces extérieures appliquées à la surface du domaine, telles que celles qu'exercent les parois d'un vase dans lequel serait maintenu le gaz considéré.

La conception cinétique conduit alors immédiatement à la loi fondamentale de cet équilibre. L'isotropie parfaite de l'agitation moléculaire doit aboutir à l'uniformité de répartition des molécules et de leur énergie cinétique thermique, c'est-à-dire à l'uniformité du volume spécifique v et de la température T, ce qui entraîne l'uniformité de la pression p.

Mais si les molécules sont soumises à un champ de forces comme celui de la pesanteur, les choses vont se compliquer. Nous avons vu qu'il ne supprime pas l'isotropie de la pression en un point; mais il va supprimer l'uniformité de cette pression dans le domaine occupé par le gaz, autrement dit il va créer des gradients de pression.

On obtient immédiatement ce résultat fondamental (par le raisonnement que nous avons légitimé tout à l'heure malgré sa forme incorrecte) en écrivant l'équilibre de la masse gazeuse contenue à l'intérieur d'un petit cylindre circulaire vertical de hauteur l et de section σ. Les forces extérieures qui s'équilibrent sont la résultante des forces de gravité ($-\rho.g.\sigma.l$) et la résultante des pressions à la surface du domaine; celles-ci donnent une résultante nulle pour l'ensemble de la surface cylindrique verticale, et il reste seulement la résultante

$$\left(-\sigma\frac{\partial p}{\partial z}\,l\right)$$

des pressions sur les deux bases horizontales. On écrira donc

$$-\rho g\sigma l-\sigma\frac{\partial p}{\partial z}\,l=0,$$

d'où :

$$\frac{\partial p}{\partial z}=-\rho g,$$

le sens positif étant dirigé vers le haut sur l'axe de z.

Quel est le mécanisme de création de ce gradient de pression? — C'est un gradient de densité dont la mécanique moléculaire nous explique immédiatement la réalisation si, partant de l'équilibre thermodynamique pur à répartition homogène, nous imaginons l'établissement progressif du champ de pesanteur considéré.

Ce champ de forces va incurver vers le bas toutes les trajectoires de libre parcours des molécules et réaliser ainsi au total un transport de matière vers le bas. Mais ce mouvement général aboutit à un nouvel équilibre statistique non uniforme atteint lorsque, en chaque point, les écoulements par diffusion que provoquent les gradients de densité (et que l'on observerait si l'on supprimait le champ de forces) compensent les écoulements commandés par la pesanteur.

L'équilibre réalisé dépend donc aussi des vitesses d'agitation, c'est-à-dire de la répartition des températures. C'est d'ailleurs évident *a priori*, car c'est le gradient de pression qui est imposé; or la pression d'un gaz dépend simultanément de son volume spécifique et de sa température.

En analysant comme tout à l'heure ce qui se passerait au cours de l'établissement progressif du champ de forces, on prévoit que les molécules qui se tassent vers le bas acquièrent, dans ce déplacement moyen, un supplément d'énergie cinétique moyenne dû au travail de la pesanteur; c'est-à-dire qu'il y a échauffement vers le bas, et création d'un gradient de température.

Il est d'ailleurs facile de prévoir la loi du gradient de température qui s'établit ainsi. Imaginons pour cela la masse gazeuse, initialement homogène, enfermée dans un vaste cylindre vertical où elle serait séparée en tranches horizontales minces, par une série de pistons infiniment minces sans poids et sans frottement. Quand on établit le champ de forces, la modification subie par la tranche gazeuse la plus basse est due, pour une part très faible à l'action directe de la pesanteur sur elle, et presque intégralement à son écrasement par le piston qui lui transmet les efforts de la pesanteur sur toute la masse des couches qui la surmontent; elle subit donc une compression adiabatique, avec l'augmentation de température que

cela comporte. De même la transformation subie par la tranche mince la plus élevée se confond pratiquement avec une détente adiabatique, permise par le fait que l'action de la pesanteur sur toutes les tranches situées au-dessous d'elle diminue la pression qu'elles exercent sur la face inférieure du piston qui la limite : La tranche supérieure se dilate donc en fournissant à ce piston un travail emprunté à l'énergie cinétique de ses propres molécules.

Si l'équilibre mécanique subsiste, le gradient de température ainsi produit disparaîtra ensuite progressivement par la conduction thermique qui tend vers l'uniformité de température caractéristique de l'équilibre complet. Mais la loi isentropique de répartition des températures, que l'on a obtenue ainsi, est celle qui n'est pas altérée par les convections accidentelles. C'est donc la loi thermique de l'équilibre moyen d'une masse gazeuse qui est le siège de convections verticales. On constate qu'elle est approximativement réalisée dans l'atmosphère terrestre, ou du moins dans les couches inférieures appelées *troposphère*.

Dans les couches plus élevées, ou *stratosphère*, le gradient de température devient très faible et paraît même s'inverser. Il n'y a pas là toutefois un résultat paradoxal, et il s'explique vraisemblablement par le fait que l'on n'aurait pas alors un état d'équilibre, mais un équilibre apparent comportant en réalité un flux permanent de chaleur vers le bas. L'origine d'un tel flux pourrait s'expliquer par la production d'énergie thermique due à l'absorption sélective chimique du rayonnement solaire dans les couches élevées.

Pression dans un gaz en mouvement.

L'isotropie de la pression en un point peut disparaître par l'anisotropie qu'introduit dans les vitesses moléculaires la superposition d'écoulements macroscopiques à l'agitation thermique.

Il y a lieu d'ailleurs d'exclure le cas d'un mouvement de translation uniforme d'ensemble, car des axes animés de cette même translation resteraient des axes galiléens, et la masse gazeuse serait en équilibre par rapport à une lamelle solide liée à ces mêmes axes.

Nous n'avons donc à envisager que le cas d'écoulements comportant des gradients de vitesse et des accélérations.

Il est alors impossible que l'ensemble de la masse gazeuse soit en équilibre avec la lamelle solide exploratrice des pressions, quelque mouvement que l'on imprime à celle-ci. Toutefois nous pouvons isoler par la pensée un petit volume entraîné par l'écoulement, et dont les dimensions diamétrales soient en tous sens très grandes vis-à-vis des libres parcours moléculaires, pour que la notion de vitesse moyenne d'écoulement y ait un sens en chaque point. Si la continuité de l'écoulement est suffisante pour que, dans un tel domaine, grâce à une limitation convenable de ses dimensions, les vitesses d'écoulement puissent être considérées comme partout égales et parallèles avec telle approximation désirée, on pourra, en principe, imaginer que l'on y plonge une petite lamelle animée de la même translation, et de dimensions assez grandes pour que reste légitime la notion statistique de pression sur chacune de ses faces : Elle sera en équilibre par rapport au gaz voisin. L'agitation moléculaire, isotrope par rapport à des axes attachés à la lamelle, caractérise la température, et la notion de pression isotrope perpendiculaire à la surface d'épreuve subsiste en chaque point du petit domaine considéré.

Si la petite masse ainsi isolée par la pensée subit des accélérations, cela exige qu'il y existe des gradients de pression.

Les accélérations tangentielles, autrement dit les *gradients longitudinaux de vitesse*, s'accompagnent de gradients longitudinaux de pression dont la valeur est définie, dans le cas d'un écoulement permanent et sans décoordination, par l'équation de Saint-Venant. Celle-ci traduit simplement l'équation $f = m\gamma$ écrite en projection sur la tangente à la trajectoire, f étant, si les forces de volume sont négligeables, la résultante des pressions normales exercées sur la masse considérée par le reste du fluide. Cette résultante f serait nulle si la pression était uniforme; pour qu'il y ait freinage il faut que la pression soit plus grande sur la partie avant de la surface limite que sur la partie arrière; pour qu'il y ait accélération positive, il faut au contraire un gradient négatif de pression [5].

Pareillement, si la trajectoire du centre de gravité comporte une courbure, l'équation $f = m\gamma$ écrite en projection sur la normale principale montre l'existence d'un gradient transversal de la pression. Celle-ci est plus grande sur le côté convexe du tube de courant que sur la partie concave.

Ces accélérations ne mettraient en défaut la notion de pression normale isotrope en chaque point que si elles provoquaient des différences de vitesse sensibles (en grandeur ou direction) sur des distances auprès desquelles les libres parcours moléculaires cesseraient d'être négligeables. On peut se rendre compte que cette circonstance ne se produit jamais dans les écoulements gazeux pratiquement réalisables.

5. *Mém. Sc. phys.*. **28**, § 20,

Autrement dit les variations que subit la vitesse d'une masse élémentaire donnée ne sont pas suffisantes pour que soit mise en faute la notion de pression normale isotrope. Cette notion peut au contraire devenir défaillante par suite des différences de vitesse de masses contiguës. Il s'agira alors de masses qui glissent les unes à côté des autres. C'est donc aux *gradients transversaux de vitesse* que sont dues les difficultés qui se présentent pour définir la pression dans un fluide en mouvement.

Si l'on considère en particulier un écoulement tourbillonnaire, on y voit, à tous les contacts entre tourbillons élémentaires, des filets de vitesses parallèles et opposées glisser les uns sur les autres. Dans ces régions, il est impossible d'imaginer une lamelle solide, même très petite, qui serait en équilibre par rapport à l'ensemble du gaz qui la baigne, et sur laquelle on aurait en conséquence un bombardement isotrope conduisant à la notion de pression normale isotrope.

D'ailleurs, même dans le cas de tourbillons contigus, il n'y a pas discontinuité des valeurs de la vitesse, mais un gradient transversal rapide de ces valeurs, comme dans l'écoulement laminaire de Poiseuille.

Dans les régions où ce gradient transversal est assez élevé pour que soit sensible la différence v de deux vitesses moyennes parallèles, de valeurs V et $(V + v)$, dont la distance est égale au libre parcours moléculaire moyen, il se produit une dissipation d'énergie par décoordination partielle d'énergie cinétique.

La théorie cinétique de la viscosité en analyse très simplement le mécanisme dans le cas d'un écoulement permanent.

Une couche gazeuse, de vitesse moyenne V, qui cède N molécules par unité de temps à chacune des deux couches contigues, en reçoit simultanément N de chacune d'elle. L'énergie cinétique orientée [6] des 2N molécules qu'elle reçoit ainsi était avant leur entrée

$$N.\frac{1}{2}m\,(V - v)^2 + N.\frac{1}{2}m\,(V + v)^2$$
$$= NmV^2 + Nmv^2.$$

Lorsqu'elles sont incorporées à la couche considérée, leur énergie cinétique orientée n'est plus que

$$2N\frac{1}{2}mV^2 = NmV^2.$$

La différence Nmv^2 a donc été décordonnée c'est-à-dire transformée en énergie thermique dans la couche considérée.

Ces échanges de quantités de mouvement ainsi réalisés entre deux couches contigues ont, sur leurs mouvements, le même effet qu'auraient, en l'absence d'échanges moléculaires, des forces tangentielles exercées entre elles et tendant à atténuer l'écart de leurs vitesses.

On voit alors comment doit être modifié le raisonnement qui donnait l'équation de Saint-Venant, lorsque le gaz est le siège de ces phénomènes de viscosité. Pour écrire l'équation $f = m\gamma$ appliquée à la petite masse que l'on isole fictivement, on devra considérer que les pressions exercées sur celle-ci par le reste de la masse gazeuse ne sont plus exactement normales sur la surface de séparation. A la résultante de leurs composantes normales, qui réalise le freinage isentropique, s'ajoute la résultante de leurs composantes tangentielles fictives : celle-ci réalise toujours une production supplémentaire d'énergie thermique, donc elle est orientée contre la vitesse; autrement dit elle est toujours freinante, et abaisse toujours la valeur de l'énergie cinétique orientée [7] par rapport à ce que l'on attendrait en supposant la viscosité négligeable.

Chaleurs spécifiques des gaz.

Seule la mécanique moléculaire et atomique est capable d'expliquer les particularités diverses que l'on observe dans l'étude des chaleurs spécifiques des gaz.

Considérons les chaleurs spécifiques à volume constant, qui sont liées aux variations de la seule énergie interne. Nous envisagerons plus précisément, non pas la chaleur massique, mais la chaleur moléculaire, et nous l'exprimerons en petites calories, ce qui est très commode par le fait que l'on arrive à des valeurs très voisines, aux températures ordinaires, des entiers simples 3, 5 et 6 pour les gaz mono, di et polyatomiques : ces nombres sont ceux des degrés de liberté entre lesquels se répartit l'énergie cinétique de la molécule.

Cela veut dire que les divers degrés de liberté prennent des quantités égales d'énergie cinétique, conformément à la loi d'équipartition, et que la valeur de chacune d'elles se trouve être, en petites calories et par molécule-gramme, très sensiblement égale à la température absolue T.

Mais on constate un accroissement de la chaleur spécifique avec la température pour les gaz polyatomiques. Considérons plus précisément un gaz diatomique.

6. Nous appelons, pour simplifier le langage, énergie cinétique orientée, l'énergie cinétique relative à la vitesse de translation d'ensemble orientée.

7. *Mém. Sc. phys*, 28, § 23,

Lorsque la vibration intramoléculaire commence à entrer progressivement en jeu conformément à la théorie des quanta, elle introduit un nouveau terme d'énergie cinétique, qui se double d'ailleurs d'un terme, égal en valeur moyenne, d'énergie potentielle (relative tantôt à la force de liaison chimique qui empêche les deux atomes de se séparer, tantôt à la force qui s'oppose à leur pénétration mutuelle). Le nombre des termes d'énergie interne va donc passer de 5 à 7.

Par contre, lorsque l'énergie cinétique intramoléculaire deviendra suffisante pour briser le lien chimique, la molécule diatomique se dissociera en deux atomes indépendants. L'énergie intramoléculaire variable avec la température sera remplacée par l'énergie potentielle chimique relative des deux atomes, qui reste invariable tant que ceux-ci restent séparés. Chacun d'eux aura de plus de l'énergie cinétique de translation, avec trois degrés de liberté, ce qui abaisse de 7 à $3 \times 2 = 6$ le nombre des termes d'énergie interne variables avec la température.

Pour comprendre les variations que cela impose à la chaleur spécifique moléculaire, à volume constant, il ne faut pas perdre de vue que la définition de la température et l'équipartition de l'énergie entre les divers degrés de liberté ne sont que des résultats statistiques moyens. Il faut aussi se souvenir que l'énergie cinétique de vibration intramoléculaire ne peut apparaître et croître dans chaque molécule, que par quanta définis, chacun de ceux-ci se doublant d'un terme égal en moyenne d'énergie potentielle.

Supposons que le lien chimique entre les deux atomes soit tel que l'énergie intramoléculaire de vibration W puisse prendre la série de valeurs quantifiées

$$W_1, W_2, \ldots W_k \ldots, W_n.$$

Le terme maximum W_n de cette série est inférieur ou égal, au maximum W que puisse atteindre l'énergie potentielle chimique relative des deux atomes (quand leur écartement devient égal à leur distance maxima d'attraction mutuelle).

On établit que, pour des températures supérieures à

$$N \cdot \frac{W_1}{2}$$

(N étant le nombre d'Avogadro et W étant exprimé en petites calories) la vibration intramoléculaire intervient pour une valeur voisine de 2 dans la chaleur spécifique moléculaire (exprimée en calories). Celle-ci est ainsi portée à une valeur qui serait très peu inférieure à 7 si l'on admettait les hypothèses suivantes, à titre de schéma approximatif : Vibration harmonique, absence de distension moléculaire, absence de modifications de l'édifice électronique[8]. C'est ce cas schématique que nous envisageons.

On sait d'autre part que, lorsque l'on aura atteint les températures très élevées où la dissociation devient pratiquement totale, la valeur de la chaleur spécifique sera réduite de 7 à 6.

Doit-on conclure de là que, dès que la dissociation commence à jouer effectivement et dans tout le domaine de températures où elle va en croissant, elle fera diminuer progressivement la chaleur spécifique brute de la valeur 7 vers sa limite finale 6?

Cela n'est pas évident *a priori*, car la dissociation, si elle abaisse le nombre des degrés de liberté, intervient d'abord en absorbant de l'énergie au moment où elle se produit. Autrement dit il y a une chaleur latente de dissociation; mais elle se trouve incluse dans la donnée globale qu'est la chaleur spécifique brute, et elle contribue par conséquent à élever celle-ci.

Rien n'empêche *a priori* que cette augmentation l'emporte, dans une certaine partie du domaine de dissociation progressive, sur la diminution liée à la réduction du nombre des degrés de liberté; et il n'y a pas de raison de rejeter l'hypothèse où cela éléverait transitoirement la chaleur spécifique brute à volume constant c au-dessus de 7.

Mais, en tout état de cause, on aura toujours, aux températures les plus élevées du domaine de dissociation, une diminution de c, pour descendre à la valeur 6[9] réalisée par la dissociation totale.

Cette inévitable diminution finale donne l'explication d'un résultat intéressant de la théorie des réactions chimiques[10].

Soit $X^2 + Y^2 \rightarrow 2XY$ une réaction très exothermique entre deux gaz diatomiques qui donnent naissance à un troisième gaz diatomique. Si nous la réalisons adiabatiquement à volume constant, elle provoque une importante élévation de température de T_0 à T_1; elle est alors essentiellement irréversible.

On peut, au moins théoriquement[11], réaliser réversiblement cette même réaction par le processus suivant. On chauffera, à volume constant les gaz X^2 et Y^2 *séparés l'un de l'autre* jusqu'à une température T_2 beaucoup plus élevée que

8. Cf. Ribaud : *Journal de Physique et Radium*, février 1935. Les termes que nous écartons ainsi peuvent élever la chaleur spécifique au-dessus de 7.

9. Il s'agit de la capacité calorifique globale de la masse gazeuse, qui constituait initialement une molécule gramme de gaz diatomique X^2, et qui est alors en réalité transformée en 2 molécules-grammes de gaz monoatomique X.

10. Cf. *C. R. Ac. d. Sciences*, 200, p. 1921 (1935).

11. Cela exigerait en général des fours à des températures que nous ne savons pas réaliser.

T_1, et telle que la dissociation y soit pratiquement complète non seulement pour X^2 et pour Y^2 mais aussi pour XY qui est beaucoup plus solide [12]. On peut alors les mélanger sans qu'il se produise rien, et sans irréversibilité autre que celle même de la diffusion mutuelle; ce mélange peut être considéré comme du gaz XY dissocié. Si on le refroidit ensuite, toujours à volume constant, de T_2 à T_1, les molécules XY se reconstituent progressivement, pour arriver au même état final T_1 que dans la combustion irréversible adiabatique.

Le travail étant nul dans les deux cas, la chaleur globale reçue par le système est nulle aussi bien dans le second cas que dans le premier. Appelons c_1, c_2 et c_3 les chaleurs spécifiques moléculaires brutes à volume constant des trois gaz X^2, Y^2 et XY; elles sont toutes égales à 5 aux basses températures et à 6 aux températures de dissociation totale (T_2); aux températures intermédiaires elles peuvent devenir plus grandes que 6, et même que 7. On a la condition

$$\int_{T_0}^{T_2} (c_1 + c_2)\, dT + \int_{T_2}^{T_1} 2c_3 dT = 0$$

ou

$$\int_{T_0}^{T_1} (c_1 + c_2)\, dT + \int_{T_1}^{T_2} (c_1 + c_2 - 2c_3) dT = 0.$$

Elle exige que la seconde intégrale soit négative, c'est-à-dire que l'on ait

$$c_3 > \frac{c_1 + c_2}{2}$$

au moins dans une partie de l'intervalle de températures T_1, T_2. Cela s'explique par le fait que les molécules XY très solides conservent des chaleurs spécifiques qui peuvent dépasser 7 à des températures où X^2 et Y^2, déjà complétement dissociées, n'ont plus que 6 comme chaleur spécifique.

Réactions et équilibres chimiques.

L'étude des chaleurs spécifiques nous a conduit de la mécanique moléculaire à la mécanique atomique, qui n'en est d'ailleurs qu'un cas particulier dans la terminologie adoptée au début de cet exposé.

Lorsqu'il y a des transformations, ou simplement des dissociations de molécules, il faut faire entrer en ligne de compte les variations de l'énergie potentielle chimique, liée aux forces qui assemblent les atomes dans les molécules.

Une réaction de combinaisons entre deux corps donnant naissance à un ou plusieurs corps nouveaux peut se produire par des processus variés. On peut imaginer que les deux molécules initiales se dissocient, libérant les atomes qui vont entrer dans de nouveaux groupements. Mais on peut envisager aussi l'hypothèse où un rapprochement, dans des conditions convenables, des deux molécules initiales non dissociées permettrait à leurs atomes de réaliser les nouveaux groupements par double extraction. Entre ces deux cas se place celui où la rencontre d'une molécule non dissociée avec des atomes dissociés de l'autre molécule permet la réalisation des nouveaux groupements par simple extraction. On peut encore concevoir qu'il se produise intermédiairement des composés transitoires, suivant des processus qui peuvent être très complexes, et qui paraissent intervenir fréquemment. Mais, quel que soit le mécanisme, les états initial et final étant donnés, la diminution d'énergie potentielle chimique est déterminée; on peut donc toujours la calculer en imaginant la réaction réalisée par le processus de la dissociation.

La mécanique moléculaire interprète encore simplement la forme de la loi des équilibres chimiques, due à Guldberg et Waag, car la combinaison de deux molécules suppose leur rencontre, et, quel que soit le facteur d'efficacité de ces rencontres, c'est-à-dire la probabilité pour qu'une rencontre réalise la combinaison (autrement dit soit *efficace*), facteur qui dépendra de la température, le nombre des rencontres efficaces sera proportionnel, à une température donnée, au nombre des rencontres, c'est-à-dire au produit des concentrations des deux espèces de molécules susceptibles de se combiner entre elles.

Tout l'effort actuel de la chimie moderne vise à expliquer et à prévoir les réactions par la mécanique atomique. C'est un problème fort compliqué d'ailleurs à cause de la variété et de la complexité des processus par lesquels peut se réaliser une réaction définie globalement, mais fort grossièrement, par l'indication des molécules initialement présentes et de celles auxquelles on aboutit finalement. Dans les réactions chimiques, aux forces purement chimiques qui sont des attractions entre atomes électriquement neutres se mêlent souvent d'une façon très intime les forces électriques qu'il nous faut maintenant envisager.

Forces électromotrices.

La mécanique moléculaire et atomique s'étend en effet au cas des ions électriquement chargés constitués par des molécules ou des atomes ayant perdu un ou plusieurs électrons négatifs, ou par des portions de molécules qui se sont séparées l'une de l'autre avec un partage inégal des élec-

12. Puisque les molécules XY se forment, à partir des molécules X^2 et Y^2 avec un grand dégagement de chaleur.

trons. Elle s'étend même aux mobiles d'un ordre de grandeur beaucoup plus petit que sont les électrons négatifs lorsqu'ils ont quitté un atome ou une molécule (ainsi transformés en un ion positif).

On devra alors faire entrer en ligne de compte, outre les forces de cohésion et de résistance à la pénétration mutuelle, et les forces chimiques proprement dites, des forces nouvelles, les forces électriques, qui sont de deux types distincts. Il y a les forces à distance de Coulomb, qui varient proportionnellement à l'inverse du carré de la distance, et qui constituent le champ électrique. Il y a d'autre part les forces qui s'opposent à l'ionisation et qui réalisent la recombinaison en une molécule neutre de deux ions de signes opposés venus en contact l'un avec l'autre; nous pouvons les appeler forces de neutralisation.

Le mécanisme des forces de neutralisation se ramène peut être à celui des forces de Coulomb [13]; mais il y a lieu de les distinguer des forces de Coulomb normales. Elles ont ce caractère très différent de ne se faire sentir que pour de très petits écartements mutuels, de l'ordre des dimensions mêmes des deux éléments intéressés, tandis que les forces de Coulomb décroissent progressivement avec la distance, mais restent observables à des distances mutuelles considérables. Si ce sont des résultantes de forces de Coulomb élémentaires, elles correspondent à des distributions de charges agissantes telles que la résultante ait une valeur très grande dans une région très étroite, et devienne nulle au delà de ce très petit domaine. Cela leur donne des caractères tout à fait différents de ceux des forces de Coulomb.

Les forces de neutralisation entre deux ions électrolytiques sont intimement mêlées aux forces chimiques proprement dites, et peut être identiquement confondues avec elles.

Dans le cas d'un ion positif non électrolytique produit par extraction d'un électron, les forces de neutralisation tendent à réincorporer celui-ci dans l'atome dont il est sorti, dès que leur distance redevient assez faible. Les électrons étant d'ailleurs tous identiques, les forces de neutralisation peuvent réincorporer n'importe quel électron libre dans n'importe quel ion positif. Enfin, dans le cas d'un métal, où les électrons passent librement d'un atome à l'autre, les forces de neutralisation tendent à faire rentrer *dans la masse du métal* (sans qu'il y ait lieu de préciser tel ou tel atome superficiel) les électrons qui en sont sortis. Dans ce dernier cas, les forces de neutralisation pourront être désignées sous le nom de forces de Richardson; elles réalisent la barrière opposée à la sortie des électrons libres malgré leur agitation thermique, et qui ne permet l'extraction d'électrons que pour des valeurs suffisamment élevées de la température.

Aux forces de Coulomb correspond l'énergie potentielle électrostatique. Aux forces de neutralisation correspond l'énergie d'ionisation que nous appellerons, dans le cas d'un métal, énergie de Richardson. La perte d'énergie de Richardson que subit un électron qui rentre dans un métal peut dépendre de la nature de ce métal; on pourra donc avoir des forces de Richardson résultantes à la surface de contact de deux métaux différents.

On peut alors analyser, par la mécanique des ions et électrons, la notion de force électromotrice, et en faire un chapitre de la Thermodynamique moléculaire.

Considérons un circuit fermé conducteur, c'est-à-dire constitué d'éléments dans lesquels il existe des charges électriques mobiles (ions électrolytiques, ou électrons libres d'un métal, ou éventuellement ions gazeux, ou même électrons mobiles dans le vide). Supposons ce circuit fermé parcouru par un courant permanent. Comment cette circulation permanente des charges peut elle être assurée malgré les résistances qu'elles rencontrent par les chocs thermiques?

Dans toutes les régions du circuit que nous pourrons appeler *passives*, leur mouvement est entretenu par les forces de Coulomb que produisent des accumulations convenables de charges aux extrémités des dites sections. Mais les charges déplacées par un champ de Coulomb viennent toujours neutraliser les charges qui produisaient celui-ci; par conséquent, le courant ne peut être entretenu en permanence que s'il existe des forces *autres que les forces de Coulomb*, capables d'entretenir sans cesse les accumulations de charges qui produisent le champ de Coulomb dans les parties passives du circuit. Nous appellerons ces forces actives les *forces électromotrices* du circuit. On notera que cette terminologie diffère de celle qui est malheureusement courante et qui désigne sous cette appellation le *travail* fourni par ces forces dans le passage de l'unité de quantité d'électricité.

Les forces de Coulomb sont un phénomène secondaire qui permet de transporter et d'utiliser sous des formes variées (travail, chaleur, production d'énergie chimique), dans les parties passives du circuit, le travail fourni par les forces électromotrices aux endroits où celles-ci sont localisées.

13. Il en est peu-être de même pour les forces chimiques et les forces de cohésion.

Parmi les forces électromotrices on rangera d'abord les forces électromagnétiques. Elles permettent de transformer en énergie utilisable dans le circuit le travail qu'il faut dépenser pour imposer aux parties actives de ce circuit le déplacement dans un champ magnétique qui donne naissance au courant. Dans le cas de l'induction statique, elles font passer dans le circuit secondaire une partie de l'énergie fournie au circuit primaire par les forces électromotrices (en général électromagnétiques) qui l'alimentent.

Nous les laisserons de côté pour envisager avec plus d'attention les forces électromotrices *intérieures* au système constitué par le circuit fermé où on les utilise.

Ces forces électromotrices sont les forces de neutralisation. C'est-à-dire d'une part les forces électrochimiques entre les ions électrolytiques et d'autre part les forces de réincorporation des électrons libres dans les ions positifs, qui deviennent, dans le cas d'un métal massif, les forces de Richardson.

Si nous considérons une pile Daniell les forces électromotrices sont essentiellement, d'un côté la force qui tend à réincorporer, dans un ion positif de cuivre, un électron libre extrait de l'électrode de cuivre, et de l'autre côté la force de Richardson qui pousse les électrons libres de l'électrode zinc plus profondément dans celle-ci à mesure que se dissolvent les ions positifs superficiels de zinc, attirés par les ions négatifs SO^4 de la solution.

L'ensemble de ces transformations est la réaction chimique qui donne du cuivre et du sulfate de zinc à partir de zinc et de sulfate de cuivre. Il y a une diminution d'énergie potentielle chimique qui fournit l'énergie dégagée par le courant électrique.

Il n'y a pas toutefois égalité entre l'énergie chimique disparue et l'énergie électrique obtenue, parce que les transformations qui se produisent à la surface des deux électrodes s'accompagnent automatiquement d'échanges de chaleur avec l'extérieur, dont la somme algébrique est en général non nulle. Elle peut être suivant les cas positive ou négative, c'est-à-dire venir s'ajouter à l'énergie chimique, ou au contraire s'en retrancher.

Ces échanges thermiques deviennent même le processus exclusif de la production de l'énergie électrique dans le cas des couples thermoélectriques.

Les forces électromotrices sont alors les résultantes de Richardson dans les couches de passage des soudures entre les deux métaux A et B du couple; on les désigne sous le nom de forces de Peltier. Lorsque la température est la même aux deux soudures, ces deux résultantes opposées s'équilibrent et toute circulation cesse dès qu'elles ont transporté d'un métal à l'autre un supplément d'électrons réalisant entre eux une différence de potentiel électrique, et, dans les couches de passage, un champ électrostatique capable d'équilibrer les forces de Richardson-Peltier.

Au contraire, lorsque les deux soudures sont à des températures différentes, les deux forces électromotrices de Peltier cessent de s'équilibrer. Il s'y ajoute d'ailleurs d'autres forces de même nature localisées entre les tranches d'un même métal maintenues à des températures différentes, et qu'on appelle les forces électromotrices de Thomson. La somme algébrique non nulle de toutes ces forces électromotrices élémentaires provoque une circulation systématique des électrons.

Il n'y a toutefois aucune variation de l'énergie globale de Richardson, puisque les électrons, tous identiques les uns aux autres, se remplacent mutuellement avec une densité invariable en chaque point. L'énergie électrique du courant vient alors *tout entière* des échanges thermiques avec l'extérieur.

Le mécanisme de ces échanges met en évidence un nouveau type de forces électromotrices. Ce sont les forces *fictives* de diffusion thermique. Les électrons participent à l'agitation thermique. Alors s'il y en a une accumulation en un point, il en résulte (indépendamment des forces de Coulomb qu'ils peuvent faire naître), un écoulement d'origine thermique qui tend à rétablir l'homogénéité de distribution. Cet écoulement est comparable à celui que provoquerait une force; mais il tend spontanément à disparaître, à moins qu'une force électromotrice primaire n'entretienne l'accumulation qu'il vise à disperser. L'énergie cinétique que transporte ce flux d'électrons est empruntée à l'énergie d'agitation thermique à l'endroit d'où il part. La circulation des électrons enlève ainsi constamment de l'énergie thermique à la soudure où elle obéit aux forces primaires de Peltier, et le phénomène inverse se produit à l'autre soudure où la circulation se produit contre les forces de Peltier. Des échanges de même nature sont liés aux forces de Thomson dues aux gradients de température dans l'un et l'autre métal.

Tous ces échanges thermiques, entre la masse métallique et le flux d'électrons qui la traverse, tendent à effacer les différences de température qui leur donnent naissance. Si l'on veut maintenir un courant permanent, il faut maintenir invariables les températures T_1 et t_2; cela exige de fournir par unité de temps une certaine quantité de chaleur Q_1 à la soudure chaude, et d'enlever à la soudure froide une quantité de chaleur

q_2, d'ailleurs plus petite. L'énergie électrique fournie par le couple est équivalente à la quantité de chaleur $(Q_1 - q_2)$ qu'il emprunte au milieu extérieur.

Au total, les forces électromotrices primaires de Peltier-Thomson, ne fournissent aucune énergie, mais elles provoquent une circulation qui a pour effet d'enlever de la chaleur au milieu extérieur. Leur rôle est à ce point de vue parallèle à celui des forces électromagnétiques, qui empruntent du travail au milieu extérieur. Dans l'un et l'autre cas, il n'y a pas consommation d'énergie interne du système matériel qui est le siège du courant.

Les limites du principe d'évolution.

L'étude de l'énergie d'ionisation et des champs de Coulomb va nous conduire, pour clore ce rapide exposé, à une remarque importante relative au second principe de la Thermodynamique, dont on généralise souvent les énoncés au delà de ce qui est légitime.

Il conclut à l'impossibilité pratique d'une transformation *spontanée* (nous avons vu ce que signifie cette restriction) de l'énergie thermique en énergie mécanique, en appliquant les lois du hasard et l'évaluation de la probabilité infime d'une recoordination appréciable de l'agitation moléculaire moyennement isotrope.

Pour énoncer *a priori* cette impossibilité de façon légitime, il faudrait ajouter cette réserve : *s'il n'intervient aucun processus capable de mettre en défaut l'application des lois du hasard aux mouvements des masses élémentaires.*

Le sens de cette remarque apparaît immédiatement lorsque l'on observe que le second principe serait mis en défaut par l'existence du démon de Maxwell, ou simplement par l'existence d'une paroi à perméabilité dyssymétrique, qui laisserait passer les molécules gazeuses plus facilement dans un sens que dans l'autre. Une telle paroi, coupant une canalisation fermée remplie de gaz, y provoquerait une circulation orientée de ce gaz, dont l'énergie cinétique, empruntée à l'énergie d'agitation moléculaire, serait transformable en travail sur une turbine.

En réalité, au principe rationnel *a priori*, qui devrait être limité par la réserve indiquée, on mélange couramment un fait d'expérience qui s'y ajoute. Ce fait d'expérience, lié à la connaissance que nous avons progressivement acquise des propriétés de l'Univers où nous vivons, c'est qu'il ne semble y exister en fait aucun mécanisme capable de mettre en défaut l'application des lois du hasard. L'énergie cinétique moléculaire reste une énergie *dégradée*.

Toutefois cette conclusion appelle peut être quelque réserve si l'on admet la possibilité d'ionisation par chocs d'origine purement thermique, qui ne paraît guère douteuse d'ailleurs.

Il se produit alors une transformation d'énergie cinétique thermique en énergie d'ionisation, par séparation de deux éléments profondément dyssymétriques, qu'un champ de Coulomb peut orienter dans deux directions opposées.

Lorsqu'on laisse la recombinaison des ions se faire sur place, l'énergie d'ionisation se retransforme en énergie thermique. Mais, par suite de la différence des propriétés des deux ions, il n'y a pas d'impossibilité logique à imaginer que le milieu présente des anisotropies capables d'offrir, à la recombinaison des deux ions, un chemin privilégié de dimensions assez grandes pour que cette recombinaison, réalisée au besoin par tout un ensemble de substitutions d'électrons les uns aux autres, y constitue un courant électrique capable de fournir du travail. L'orientation initiale pourra être assurée si l'anisotropie du milieu comporte un champ de Coulomb dans la région où se produit l'ionisation thermique.

Un tel système orienteur, qui n'est pas logiquement impossible, semble même être réalisable par un couple de Volta à gaz ionisé. Cette conclusion, qui aurait un intérêt théorique considérable, n'aurait d'ailleurs aucune importance pratique, car les courants qu'il serait ainsi possible d'obtenir à partir de l'énergie cinétique moléculaire, représenteraient une énergie infime. La valeur pratique du second principe n'en serait pas plus altérée qu'elle ne l'est par le fait qu'il énonce seulement une probabilité extrêmement grande.

J. Villey.
Professeur à la Sorbonne.

CONSIDÉRATIONS SUR L'ACTION RÉCIPROQUE DES FORÊTS ET DU CLIMAT

I. — Action des forêts sur le climat.

La question de l'*influence des forêts sur le climat, sur le régime pluviométrique* principalement, a donné lieu, depuis de très longues années, à de nombreuses controverses. En affirmant que les forêts ont sur le climat une action considérable, qu'elles provoquent, en particulier, des précipitations atmosphériques importantes, on apportait une raison de plus à l'utilité de leur protection contre des déboisements intensifs. Il y a quelque cinquante ans, cette action était admise sans contestation. On la déduisait d'observations poursuivies pendant trente-trois ans (1867-1899), avec une grande rigueur scientifique, par la Station des Recherches forestières de Nancy[1] et par diverses stations allemandes, suédoises et russes.

Bien que ces observations n'intéressent que le climat local de régions de faible étendue, certains crurent pouvoir en généraliser les résultats et prétendirent même que la déforestation, due à l'action destructrice de l'homme, était cause du dessèchement progressif d'immenses contrées et de la formation des grands déserts, en particulier de ceux du Sahara et de l'Afrique du Sud : jadis, ces contrées désertiques africaines auraient été favorisées par des pluies abondantes, comme en témoigneraient les vestiges de lits d'oueds du Sahara; mais ce sont à présent des étendues privées d'eau et le déboisement gagnerait du terrain aux dépens des grandes forêts équatoriales, de sorte que l'aridité s'étendrait lentement vers l'équateur si l'on ne mettait un terme aux feux de brousse. Des exemples du même ordre étaient indiqués pour le continent asiatique.

Dans un manuel de climatologie publié en 1883, Julius Hann, Professeur à l'Université de Vienne, indiqua comme preuve de l'influence des forêts sur le régime pluviométrique, sur celui des pays tropicaux tout au moins, une observation, qui fut maintes fois citée dans la suite par d'autres auteurs, en particulier par Woeikof, Professeur à l'Université de Saint-Pétersbourg, dans son ouvrage sur les climats du monde publié en 1887. Il s'agissait du fait suivant : dans les Provinces centrales de l'Inde Britannique, on aurait boisé une superficie considérable de 1867 à 1875, et, des relevés météorologiques publiés par Blanford[2], il résultait que ce boisement aurait augmenté dans une large proportion les chutes de pluie de ces provinces par rapport au reste de l'Inde.

Ces conceptions furent mises en doute et des climatologistes, des géographes étudièrent la question de près, tant du point de vue théorique que d'après des observations recueillies au cours de l'histoire et de nos jours. Ils arrivèrent à cette conclusion que rien ne justifie les assertions qui avaient été faites et données comme principes absolus, indiscutables; peut-être les forêts ont-elles une certaine influence sur des pluies strictement locales et dans une mesure que l'on ne connaît point; mais elles ne semblent vraiment pas en avoir sur le climat général d'un pays, *a fortiori* sur l'ensemble des climats d'un continent.

Cette manière de voir, qui ne semble plus pouvoir être discutée maintenant, a été exprimée par notre maître A. Angot, dont le nom fait autorité en matière de climatologie. Voici ce qu'il dit à ce sujet dans son *Traité élémentaire de Météorologie* :

« Une question, encore très controversée, est celle de l'influence que l'homme peut exercer sur le climat. On parle bien souvent, par exemple, de l'effet des reboisements ou des défrichements; mais aucun des arguments que l'on peut invoquer, dans un sens ou dans l'autre, n'a de valeur réelle pour prouver que l'action de l'homme soit capable de modifier le climat d'une manière appréciable. Il est hors de doute que le reboisement des montagnes, par exemple, régularise le régime des cours d'eau et permet ainsi l'extension de certaines cultures. Les forêts paraissent augmenter localement la quantité de pluie, mais dans une très faible mesure : il pleut un peu plus sur les forêts que sur les régions découvertes qui les entourent; l'excès est faible, du reste, et ne dépasse guère généralement quelques centièmes de la pluie totale. Cet effet paraît dû au frottement et, par suite, à la diminution de vitesse qu'éprouve l'air en passant sur la forêt : à ce ralentissement correspond nécessairement une augmentation de l'é-

1. Trois stations, situées aux environs de Nancy, avaient été affectées aux observations pluviométriques : l'une (Cinq-Tranchées), au centre du massif forestier de Haye (7.000 hectares environ) ; la seconde (Bellefontaine), en bordure de ce massif; la troisième (Amance-La Bouzule) à 10 kilomètres de Nancy, au centre d'une région nettement agricole. Le relief général du pays est peu accusé. Les résultats furent très nets, et constants pour toutes les orientations de vent. En moyenne, pour 100 de pluie tombée dans la première station, les deux autres reçurent 93,9 et 76,7.

2. Henry F. Blanford : « The rainfall of India », dans *India Meteorological Memoirs*, vol. III.

paisseur de la couche d'air en mouvement et, par suite, un léger mouvement ascendant local, qui peut favoriser la condensation. Il paraît bien vraisemblable, du reste, que cette augmentation locale est compensée par une diminution correspondante dans les environs; il n'en résulterait donc aucun changement de climat notable sur l'ensemble de la région. Le déboisement des montagnes a un effet très net : la terre végétale, n'étant plus retenue par les racines, est rapidement entraînée par les pluies, la roche est mise à nu, les rivières tranquilles sont remplacées par des torrents dévastateurs et la région est vouée à la stérilité; des siècles d'efforts seront alors nécessaires pour réparer les dommages. Mais ce sont les conditions d'habitabilité de la région qui ont été modifiées bien plus que le climat lui-même : le régime des cours d'eau aura changé, mais non la quantité de pluie, ni sa répartition dans le courant de l'année non plus que la température moyenne, ni la direction du vent. En somme, on ne possède encore aucune donnée précise qui montre la grandeur des effets que l'intervention de l'homme serait capable d'avoir sur le climat proprement dit; en pareille matière on est réduit à peu près à l'hypothèse ».

KLEIN et SANSON, dans leur traité de *Météorologie et physique agricoles*, notent que l'influence locale de la végétation est, d'une manière générale, réfrigérante : d'une part, les végétaux absorbent une partie de l'énergie rayonnante solaire qu'ils convertissent en énergie potentielle chimique; d'autre part, ils exposent à l'air de larges surfaces qui évaporent l'humidité puisée dans la terre; enfin, ombrageant le sol l'été, ils en diminuent l'échauffement. Et ils ajoutent que l'action de la végétation d'un pays sur le climat des régions qui en sont plus ou moins éloignées est fort complexe; l'évaporation, principale cause de la réfrigération locale, ne peut guère être accusée de produire un refroidissement général, car l'eau évaporée doit se condenser un peu plus loin, de sorte qu'au total il ne peut y avoir ni gain ni perte de chaleur; l'effet le plus réel de cette évaporation doit être un ralentissement de la vitesse avec laquelle les eaux venues de l'Océan sous forme de vapeur y retournent à l'état liquide, et, par suite, peut-être, une certaine augmentation de l'abondance des précipitations à l'intérieur des continents.

Une conception intéressante et originale de la façon dont agissent peut-être les forêts sur la formation de pluies locales est celle que C. BRAAK expose dans son ouvrage sur le climat des Indes Néerlandaises[3]. Cette théorie est toute différente de celle émise par ANGOT. Toutes deux peuvent se soutenir et ne sont d'ailleurs pas en opposition réelle : celle d'ANGOT suppose un vent existant pour une cause indépendante de la forêt et passant sur cette dernière; celle de BRAAK, au contraire, suppose des conditions telles qu'un pareil vent n'existe pas ou, du moins, soit si faible qu'il puisse être masqué par le phénomène causé par la forêt. Si, dit BRAAK, l'influence des forêts sur la formation des pluies existe réellement, elle consiste en une augmentation de la quantité de pluie pouvant être attribuée principalement aux deux facteurs suivants :

1° abaissement de la température des couches inférieures de l'air, causé par la forêt;

2° accroissement de la quantité de vapeur d'eau de l'air par une grande évaporation de la forêt.

L'effet de la température relativement froide de la forêt sur l'air situé immédiatement au-dessus d'elle devrait, en règle générale, diminuer les forts courants ascendants de l'air et, par là même, abaisser la quantité de pluie; tel semble être le cas sur les cônes volcaniques boisés des Indes Néerlandaises. Toutefois, il semble possible qu'il existe un mouvement ascendant de l'air et une augmentation consécutive des pluies au-dessus des surfaces non boisées situées entre des zones de forêts, avec un mouvement descendant de l'air au-dessus de celles-ci. En général, pourtant, l'avantage que comporterait la réduction des étendues cultivées en faveur de l'extension des zones boisées en vue de l'obtention de pluies plus abondante sur ces surfaces réduites est fort problématique.

Le second facteur tend à augmenter la pluie tant au-dessus des forêts elles-mêmes qu'au-dessus des zones environnantes.

En somme, théoriquement, on peut considérer que les forêts déterminent une augmentation de la quantité de pluie sur les zones non forestières de plaines de faible étendue qu'elles entourent.

A l'appui de cette théorie de BRAAK, on peut noter que, lorsqu'on voyage en avion par temps chaud et ensoleillé, on sent nettement, — souvent jusqu'à une altitude de près de mille mètres, — l'action de courants ascendants et descendants suivant les conditions de la surface du sol plus ou moins échauffé par les rayons solaires : un léger mouvement brusque de montée ou de descente de l'appareil est perçu en passant au-dessus simplement de routes, de clairières, de rivières, etc.

Il est cependant loin d'être démontré que les courants ascendants dont il est question dans la théorie de BRAAK, comme dans celle d'ANGOT, soient suffisants pour provoquer des pluies. Car, il faut le dire nettement ici, contrairement à ce que

3. *Het Klima van Nederlandsch Indië*, vol. I, chap. VI.

pense généralement le public et même à ce qu'ont cru longtemps nombre de météorologistes, la cause même de la formation de la pluie, ce phénomène si courant, est loin d'être parfaitement élucidée; l'on en est encore à ce sujet au stade d'hypothèses qui demandent à être vérifiées, chose beaucoup plus difficile qu'on peut être tenté de le croire communément. En particulier, il est possible que l'on ait donné aux courants ascendants d'intensité relativement faible une importance qu'ils ne comportent nullement en ce qui concerne la formation de pluies [4].

***

L'un de nous, dans ses études sur le climat de l'Indochine en général et des différentes régions naturelles de cette colonie en particulier, a cherché s'il était possible de déceler une action quelque peu notable des forêts sur le régime pluviométrique régional et local. Les relevés des chutes de pluies de très nombreuses stations, portant sur vingt-sept années d'observations, lui ont permis de dresser, à une assez grande échelle et avec beaucoup de précision, des cartes pluviométriques moyennes mensuelles et annuelles, d'une part du Tonkin et du Nord-Annam, d'autre part de la Cochinchine et du Cambodge [5].

Aucune influence des grandes étendues forestières ne ressort de l'examen de ces cartes; les seuls facteurs déterminants qui apparaissent — et avec une très grande netteté — sont :

Le régime des vents généraux (moussons) et locaux;

Le relief du sol (sur les flancs des massifs montagneux et jusqu'à de très grandes distances autour de ces massifs, s'étendent des zones plus ou moins concentriques de pluviosité décroissante);

L'éloignement de la mer;

L'action répétée des typhons et dépressions.

Si, d'ailleurs, l'action des surfaces boisées sur les chutes de pluies existe, elle ne peut être que faible par rapport aux facteurs ayant une action très nette, tel que le relief. Dans le cas de montagnes, ou même de simples chaînes de collines, on ne peut distinguer l'action du relief de celle de la forêt et celle-ci est sans doute complètement masquée par la première. Tout nous porte à penser que, dans bien des cas, certains esprits non avertis ont attribué à la forêt une influence qui revenait uniquement au relief, cette confusion provenant de ce que, très souvent, montagnes et collines sont boisées, alors que les plaines qu'elles dominent sont cultivées.

En ce qui concerne une action strictement locale des forêts sur les pluies, il ne nous a pas été possible d'entreprendre les observations nécessaires pour l'examiner : il eût fallu pouvoir organiser un réseau spécial de stations pluviométriques dans des conditions si difficiles que le projet était irréalisable avec les moyens dont nous disposions.

Si, décidément, les forêts n'ont pas d'action notable sur le régime des pluies, en dehors d'influences locales d'ailleurs hypothétiques, que penser de la fameuse observation faite dans les Provinces centrales de l'Inde Anglaise? Frappé par l'absence de confirmation non seulement de la remarque au sujet de l'influence des énormes boisements sur le régime des pluies de ces provinces, mais de ces boisements eux-mêmes dans les principaux ouvrages de sylviculture coloniaux anglais (ceux de Sir William Schlich et B.-G. Troup, anciens Inspecteurs Généraux des Forêts des Indes), Edm. Le Plae, directeur général de l'Agriculture au Ministère des Colonies de Belgique, effectua des recherches documentaires approfondies sur la question; il découvrit que Blanford lui-même, dans son livre qu'il publia sous le titre de *Climates of India and Ceylon* bien après 1875, ne fit pas allusion aux boisements en question et à leurs résultats au point de vue météorologique!... Il semble donc qu'il ne s'agisse que d'une légende [6].

***

Par ailleurs, si l'influence des forêts sur la pluie peut être considérée comme mal élucidée et, de toute manière, comme faible et très locale, leur action sur les masses d'air qui les dominent et, en particulier, sur le brouillard, les nuages et le « plafond » (pour employer un mot que l'aviation a rendu courant en météorologie) a été exposée avec une grande clarté par A. Baldit dans une étude qu'il a publiée sur « les perturbations dues au relief terrestre et l'aviation », dans le numéro de juin 1935 de *La Météorologie*. Nous ne pouvons mieux faire que de citer presque *in extenso* le passage consacré à cette question :

« Pendant le jour et par ciel clair, au-dessus d'une forêt occupant une étendue suffisante, l'air est plus

4. Nous disons « de pluies » et non pas simplement de « brouillards et de nuages » ; il ne faut pas confondre ces phénomènes (voir d'ailleurs plus loin).

5. Ces cartes ont été publiées en 1935 comme supplément du *Bulletin économique de l'Indochine* ; elles ont été héliogravées par le Service Géographique de l'Indochine.

6. Voir : Edm. Le Plae : *Les forêts équatoriales congolaises ; leur influence sur le régime des pluies*, rapport présenté au VII[e] Congrès d'Agriculture tropicale et subtropicale de Paris, septembre 1937.

froid qu'au dessus du sol environnant lorsque celui-ci est nu et sec. Il se produit donc entre la forêt et les parties voisines un échange d'air analogue à celui qui forme la brise de mer. L'air s'écoule de la forêt vers les régions plus échauffées par la radiation solaire[7]. Si cet appel d'air s'opère de tous côtés, c'est-à-dire si l'air, au-dessus du sol boisé, diverge dans toutes les directions à partir du centre, il est nécessaire qu'un courant descendant s'établisse pour remplacer les quantités d'air entraînées. Cette circulation peut d'ailleurs donner lieu à une vitesse verticale de l'air insensible si la forêt est très vaste comparée aux surfaces de sol qui l'entourent et qui produisent une forte convection thermique.

« Lorsqu'un vent régulier est établi, soufflant d'une direction constante et masquant l'effet de la brise locale, les masses d'air emportées par le vent et échauffées au-dessus des terrains dénudés sont refroidies lorsqu'elles passent au-dessus de surfaces boisées. Elles se contractent sur une épaisseur assez grande et ce resserrement des filets de courants est analogue à un léger mouvement descendant.

« Des mouvements de descente produits par l'une ou l'autre cause ont été signalés par les pilotes d'avions et surtout par les pilotes de ballons libres. On doit donc les considérer comme réels...

« Le froid relatif de l'air dans la partie de l'atmosphère au contact d'une surface boisée se propage en hauteur par l'effet de la turbulence de l'air, qui est plus considérable au-dessus des forêts. Une forte turbulence a un double effet : elle transporte plus haut et plus vite dans les couches atmosphériques supérieures les températures basses des régions inférieures; un courant chaud passant au-dessus d'une forêt et refroidi à son contact prend d'autant plus rapidement et sur une épaisseur d'autant plus grande une basse température que la turbulence est plus active. Dans le cas d'une turbulence faible ou nulle la zone refroidie serait limitée à quelques mètres de hauteur et le courant abandonnerait la forêt à peu près dans l'état où il se trouvait à son arrivée.

« La diminution de la température de l'air au-dessus d'une région forestière entraîne l'abaissement du plafond des nuages et la formation de brouillards. Ce sont les deux effets des forêts qui intéressent plus spécialement l'aviation.

« Lorsqu'une couche continue de nuages repose sur une masse d'air saturée d'humidité, le moindre abaissement de température transforme la masse d'air humide en nuage et augmente ainsi par le bas l'épaisseur de la couche nuageuse. Le « plafond » s'abaisse. C'est ce qui se produit au-dessus des forêts par suite de la diminution de la température dont nous avons parlé.

« Les brouillards qui se forment au-dessus des régions boisées peuvent être occasionnés par l'arrivée d'air chaud presque saturé se condensant par refroidissement à la surface de la forêt. Ce sont des brouillards d'advection. Ils peuvent être produits également par l'abaissement de température de la masse d'air humide qui repose par temps calme au-dessus d'une région boisée. Ce sont des brouillards de radiation; ils se forment pendant la nuit et la chaleur du jour les dissipe rapidement. Enfin, une masse d'air humide et froide reposant au-dessus de forêts et mélangée avec un courant d'air très humide et chaud donnera également une condensation passagère pendant la période de balayage de cet air froid.

« Après une chute de pluie, on aperçoit souvent des lambeaux de stratus flottant au-dessus des arbres d'une forêt. Ces nuages, qui peuvent se transformer ultérieurement en fracto-cumulus s'ils sont suffisamment persistants, ne sont gênants pour l'aviation que lorsqu'ils sont nombreux. Ils gênent alors la visibilité. Mais il faut remarquer que, au-dessus d'une forêt, la visibilité est fréquemment troublée, même en l'absence de nuages ou de brouillards, par des formations de brume dues à une condensation inachevée de la vapeur d'eau abondante que renferment les régions forestières. »

Nous résumerons toutes ces considérations comme suit :

L'action des forêts sur le climat, sur le régime des pluies spécialement, a été pendant longtemps, — et l'est encore souvent, — extrêmement exagérée. Si elle existe réellement en ce qui concerne le climat général d'un continent, d'un pays, d'une vaste région naturelle, elle est certainement très faible et n'a pas encore pu être prouvée à l'aide d'observations méthodiques. On ne peut à ce sujet que se livrer à des considérations purement théoriques, et l'on peut supposer que, dans une certaine mesure dont on n'a nulle idée, l'effet de l'évaporation des forêts « freine » en quelque sorte le retour des eaux à l'Océan d'où elles proviennent originellement et augmente les précipitations réparties, suivant les conditions atmosphériques (toujours extrêmement complexes et sans cesse changeantes), sur les continents.

Si l'on envisage l'action des forêts sur le climat local, on peut dire qu'elles abaissent la température et augmentent l'humidité des couches basses de l'atmosphère, c'est-à-dire celles qui intéressent précisément l'homme et les cultures; elles ont souvent une action déterminante sur la nébulosité, les brouillards et la brume : elles peuvent également occasionner de légères brises diurnes. L'action locale sur la pluie n'est pas élucidée et, si elle existe, réellement, elle ne peut être que très faible. Il est à noter que l'action sur les conditions locales cesse non loin de la masse forestière (à proximité presque immédiate du côté « au vent » et à une distance variable mais peu étendue du côté « sous le vent », dans le cas cou-

7. On retrouve ici la remarque de Braak.

rant d'un régime de vent n'ayant aucun rapport avec la forêt considérée).

II. — Considérations de microclimatologie [8].

Du point de vue microclimatique, nous dirons que les forêts créent sous leur couvert un microclimat qui diffère d'ailleurs beaucoup selon le type de forêt considéré : par rapport aux lieux à découvert, on constate une diminution de la luminosité, une augmentation de l'humidité relative et un amortissement des variations diurnes et annuelles de la température et de l'humidité relative; ces conditions sont plus ou moins accusées selon qu'il s'agit d'une futaie (et, dans ce cas, selon les essences et l'écartement des arbres), d'une forêt clairière, d'un taillis sous futaie, d'un taillis, d'une forêt dense tropicale, etc., et selon les étages de végétation quand il en existe dans la forêt. L'étude de ces conditions est extrêmement importante en écologie végétale et en phytogéographie.

A titre d'exemple, afin de donner une idée des différences que l'on obtient, dans un pays tropical, dans la comparaison des micro-climats naturels de lieux très voisins en forêt et en clairière, nous allons résumer succinctement les résultats obtenus au cours de quatre années d'observations à la Station expérimentale forestière de Trang-bôm, en Cochinchine (station de l'Institut des Rercherches Agronomiques et Forestières de l'Indochine).

La forêt de Trang-bôm est bien caractéristique des forêts denses des vastes plaines et plateaux de faible altitude du Sud-Indochinois.

La station climatologique à découvert est placée sur un terrain en forme de rectangle très allongé dont le petit côté mesure environ 70 mètres et où sont installés : la maison et le bureau de l'agent chargé de la station expérimentale, le jardin et les pépinières. Le terrain est entouré par la forêt au Nord, au Sud et à l'Ouest et il est bordé à l'Est par une plantation d'hévéas déjà ancienne, pouvant donc être considérée elle-même comme une forêt.

La station climatoligique sous forêt est située à environ 170 mètres de la précédente, en plein bois. L'abri météorologique a été installé un peu à l'écart du chemin et est relié à celui-ci par un sentier d'accès très étroit formant une spire et au-dessus duquel le couvert a été rigoureusement respecté. L'abri est donc absolument sous forêt, sans aucune interruption du couvert. Ce dernier est épais. Il est constitué par trois étages : un étage dominant, composé d'arbres de 20 à 25 mètres de hauteur (*Dipterocarpus* divers, *Shorea vulgaris, Terretia*); — un étage composé d'arbres de 12 à 18 mètres de hauteur (*Mesua ferrea, Garcinia*, etc.); — un sous-étage, représenté par une souille assez compacte de mort-bois. L'abri est placé sous un arbre à cime développée et à couvert épais.

Les valeurs notables de la température et de l'humidité relative de l'air et de l'évaporation sont portées dans le tableau ci-contre.

Dans son ouvrage sur le climat des Indes Néerlandaises dont nous avons parlé plus haut (vol. 1, chap. VI), Braak donne un exemple très particulier de l'action, dans certaines régions montagneuses, des forêts sur le microclimat qu'elles entretiennent sous leur couvert. Une quantité totale considérable d'eau est condensée la nuit sous forme de rosée; de plus, dans les régions montagneuses surtout, les feuilles et les branches des arbres retiennent et agglomèrent les particules d'eau constituant les nuages. Les feuilles en forme d'aiguilles des *Casuarina montana* (« tjemara ») possèdent à cet égard un pouvoir remarquable; on note parfois, dans les lieux exposés au vent, que, sous ces arbres, l'eau condensée de la sorte tombe comme le ferait une véritable pluie; il arrive également, pendant les nuits claires, que, par refroidissement, la vapeur d'eau se condense sur les feuilles et que la rosée ainsi formée tombe en gouttes des *Casuarina* (le phénomène fut observé par Junghuhn sur le plateau Yang; il fut signalé également au Kawah Idjen et à Tosari). La quan-

8. Pour certains lecteurs auxquels ce terme serait étranger, nous rappellerons ce que l'on entend par *microclimatologie*. On appelle *microclimat* le climat d'un espace extrêmement restreint. Considérons un pays d'une vaste étendue, comme l'Indochine. Il possède un climat général etdes climats régionaux. Mais, parmi ceux-ci, on peut distinguer des climats strictement locaux souvent très différents entre eux : le climat d'une vallée, par exemple, n'est pas le même que celui d'un plateau qui la domine. Leur différenciation est de la microclimatologie. Dans la vallée, les versants des hauteurs qui la délimitent présentent des microclimats fort différents selon leur orientation (action du soleil, de l'ombre portée par une montagne, des vents dominants, des brises, etc.). Si, sur ces pentes, ou au fond de la vallée, ou sur le plateau, il existe des terrains découverts et des forêts, les microclimats des premiers seront, toutes choses égales d'ailleurs, très différents de ceux qu'on trouvera à l'intérieur de celles-ci. Les conditions microclimatiques varieront en terrain découvert suivant qu'on effectuera les observations sur la terre nue ou parmi les plantes de couverture, ou à diverses hauteurs au-dessus d'elles et, en forêt, suivant les étages de la végétation. Une source, un ruisseau, un rocher, un tronc d'arbre couché sur le sol, etc., offriront aux herbes, aux cryptogames, aux insectes des conditions microclimatiques particulières.

Il faut préciser que lorsque les forestiers parlent du « climat forestier », de l'influence de la forêt sur le climat, etc., ils n'ont en vue que la région limitée à la forêt. Il s'agit donc d'un microclimat et non du climat régional. Des confusions faites à cet égard ont eu une influence certaine dans l'exagération du rôle climatique attribué d'une façon encore si générale à la forêt.

Relevés météorologiques de la Station expérimentale forestière de Trang-bôm

(année moyenne : 1933-1937).

	En terrain découvert	Sous forêt	Différence
Température de l'air (en degrés C.)			
Moyenne des Maxima	32,1	28,4	+ 3,7
Moyenne des minima	21,4	22,5	— 1,1
Amplitude	10,7	5,9	+ 4,8
Moyenne mensuelle des Maxima la plus élevée	36,5	33,4	+ 3,1
Moyenne mensuelle des Maxima la plus basse	29,7	25,5	+ 4,2
Moyenne mensuelle des minima la plus élevée	23,4	24,5	— 1,1
Moyenne mensuelle des minima la plus basse	17,6	19,0	— 1,4
Amplitude extrême	18,9	14,4	+ 4,5
Moyenne $\left(\frac{M+m}{2}\right)$ de l'année moyenne	26,8	25,4	+ 1,4
Moyenne $\left(\frac{M+m}{2}\right)$ mensuelle la plus élevée	29,0	28,0	+ 1,0
Moyenne $\left(\frac{M+m}{2}\right)$ mensuelle la plus basse	25,1	23,3	+ 1,8
Amplitude moyenne de la variation annuelle	3,9	4,7	— 0,8
Amplitude moyenne mensuelle la plus élevée	15,4	10,0	+ 5,4
Amplitude moyenne mensuelle la plus basse	7,5	3,5	+ 4,0
Amplitude diurne Maximum	18,5	13,5	+ 5,0
Amplitude diurne minimum	1,0	0,3	+ 0,7
Maximum absolu de la période d'observations	38,0	36,3	+ 1,7
Minimum absolu — — — —	10,3	12,3	— 2,0
Amplitude absolue — — — —	27,7	24,0	+ 3,7
Humidité relative de l'air (%)			
Moyenne annuelle à 6 h	97,9	96,7	+ 1,2
Moyenne annuelle à 14 h	67,1	82,3	— 15,2
Amplitude	30,8	14,4	+ 16,4
Moyenne mensuelle à 6 h. la plus élevée	99,6	99,7	— 0,1
Moyenne mensuelle à 6 h. la plus basse	95,1	91,1	+ 4,0
Moyenne mensuelle à 14 h. la plus élevée	87,1	96,3	— 9,2
Moyenne mensuelle à 14 h. la plus basse	44,1	53,8	— 9,7
Amplitude extrême	55,5	45,9	+ 9,6
Amplitude moyenne mensuelle (6 h. — 14 h.) la plus élevée	51,8	42,9	+ 8,9
Amplitude moyenne mensuelle (6 h. — 14 h.) la plus basse	10,7	2,7	+ 8,0
Maximum absolu à 6 h	100	100	0
Minimum absolu à 14 h	23	28	— 5
Amplitude absolue (6 h. — 14 h.)	77	72	+ 5
Évaporation (en mm)			
Total de nuit pour l'année moyenne	161,6	113,8	+ 47,8
Total de jour — — —	540,6	183,7	+ 356,9
total — — —	702,2	297,5	+ 404,7
Total mensuel le plus élevé	126,4	67,1	+ 59,3
Total mensuel le plus bas	26,2	6,6	+ 19,6
Moyenne diurne de nuit pour l'année moyenne	0,4	0,3	+ 0,1
Moyenne diurne de jour — — —	1,5	0,5	+ 1,0
Moyenne diurne totale — — —	1,9	0 8	+ 1,1
Moyenne diurne totale mensuelle la plus élevée	4,2	2,2	+ 2,0
Moyenne diurne totale mensuelle la plus basse	0,9	0,2	+ 0,7
Maximum diurne de nuit de la période d'observations	3,2	1.7	+ 1,5
Maximum diurne de jour — — — —	5,6	2,6	+ 3,0
Maximum diurne total — — — —	8,3	3,9	+ 4,4
Minimum diurne de nuit — — — —	0,0	0,0	0,0
Minimum diurne de jour — — — —	0,1	0,0	+ 0,1
Minimum diurne total — — — —	0,2	0,0	+ 0,2

tité d'eau ainsi abandonnée par l'air n'est pas connue; elle doit toutefois représenter une part notable des apports d'eau au sol au cours de la saison sèche, ce qui est, en particulier, le cas dans les régions montagneuses où croît le *Casuarina montana*.

Différents arbres agissent de même et nous avons, en particulier, observé au Tonkin (à Phu-Liên, sur la colline où a été édifié l'Observatoire Central Météorologique) des *Ficus* qui ruissellent littéralement d'eau au cours d'une partie de la nuit et au début de la matinée dans certaines conditions de température et d'état hygrométrique de l'air, surtout par ciel pur.

L'influence des forêts sur les facteurs microclimatiques entraîne une action extrêmement importante sur les sols, comme nous allons le voir dans le chapitre suivant.

(A suivre.)

P. Carton,
Ingénieur agronome et d'Agronomie coloniale, Ingénieur principal des Services de l'Agriculture en Indochine.

P. Sallenave,
Ingénieur agronome et des Eaux et Forêts, Inspecteur des Forêts en Indochine.

BIBLIOGRAPHIE

ANALYSES ET INDEX

1° Sciences mathématiques.

Onicescu (O.) et **Mihoc** (G.). **La dépendance statistique : chaînes et familles de chaînes discontinues.** — Actualités scientifiques et industrielles 503. — *Exposés d'analyse générale publiés sous la direction de* M. Fréchet VII. — 1 *fasc. de* 47 *p. Paris*, 1937. *Hermann et Cie, édit.*

Ce fascicule a pour but de rassembler en un court exposé d'ensemble l'essentiel des résultats des principaux travaux relatifs aux chaînes de variables statistiques discontinues. Il est divisé en trois parties.

La première partie étudie les chaînes de Markoff, leurs propriétés et leur réversibilité. La seconde partie développe quelques points de la théorie des familles de chaînes de Markoff discontinues : Familles de chaînes à liaisons constantes, chaînes stables, propriétés asymptotiques des chaînes d'une famille de chaînes, comportement asymptotique des moyennes, lois limites des probabilités correspondant aux sommes des variables d'une chaîne de Markoff. La troisième partie est consacrée à l'étude des chaînes à liaisons complètes : définition, exemples, chaînes normales, chaînes linéaires, application à la loi des grands nombres.

G. P.

Santalo Sors (Luis A.) — **Geometria Integral 7.** — *Nouvelles applications du concept de moyenne cinématique dans le plan et dans l'espace.* 1 *fasc. de* 50 *p. Madrid*, 1936. *C. Bermero éd.*

Ce fascicule de M. Santalo Sors fait suite à une série de publications faites, soit par M. Santalo, soit par M. W. Blaschke dans différentes collections ou revues (Actualités scientifiques et industrielles, Hermann, Paris, Bulletin de la Société roumaine de Mathématique, *Mathematische Zeitschrift*, 1935, Abhandlungen du Séminaire mathématique de Hambourg 1936). Il est consacré spécialement à l'étude du problème des probabilités géométriques sur la droite, dans le plan et dans l'espace en introduisant la méthode de la moyenne cinématique de W. Blaschke.

G. P.

2° Sciences physiques et chimiques.

Holmes (Eric). — M. A., M. D., Fellow and Tutor of Downing College and University Lecturer in Biochemistry. — **The metabolism of livingtismes.** — Avant-propos de F. G. Hopkins. — 1 *vol. in*-16 *de* 235 *p. Cambridge University Press*, 1937. (*Prix* : 7 *s.* 6 *d.*).

Il est déclaré expressément que ce livre n'est pas écrit pour des profanes, non plus que pour des spécialistes engagés dans les études dont il y est question. C'est délibérément un ouvrage d'enseignement, pour des étudiants préparant des examens dont le niveau correspond, semble-t-il, à peu près, à ce qu'on appelle maintenant en France le Certificat P. C. B. Toutefois, on suppose, dès le début, acquises ou en voie d'acquisition un certain nombre de notions préliminaires et notamment celles qui sont exposées dans l' « Introduction à la chimie biologique comparative », de E. Baldwin, ouvrage analysé récemment ici-même par mon regretté maître et ami L. Cuénot.

Le livre de Holmes paraît, à première vue, exiger un fonds assez considérable de connaissances en chimie. On peut cependant traduire, à l'usage des étudiants français qui ne sont pas trop pusillanimes, cette observation de F. G. Hopkins, observation qui est un bon conseil : « En lisant complètement ce livre de bonne heure au cours de ses études, même si alors quelques détails techniques lui sont inaccessibles, l'étudiant acquerra des buts et de la position présente de la science une compréhension, qui ajoutera beaucoup à l'intérêt de ses études ultérieures ». Suivre ce bon conseil est rendu plus aisé parce que ce livre (dit encore Hopkins) est caractérisé par une continuité « qui encourage à le lire d'un trait de bout en bout ».

Les cinq premiers chapitres sont consacrés à des questions tout à fait générales : une rapide introduction, — les enzymes (= diastases), — quelques faits généraux du métabolisme cellulaire; les méthodes d'investigation, — les oxydations, — le potentiel d'oxydo-réduction.

Les cinq chapitres suivants étudient, plutôt que les variations subies par telle ou telle molécule chi-

mique, le métabolisme de tissus variés, ce qui donne indubitablement une vue plus exacte du dynamisme des phénomènes : le foie, le rein, le muscle volontaire et le muscle cardiaque, le système nerveux.

Enfin quatre chapitres reprennent à nouveau des questions générales, sous les titres suivants : corrélation du métabolisme de différents tissus (les glandes à sécrétion interne et le métabolisme), — les hormones, — influence de quelques substances inorganiques, — les vitamines.

En somme, c'est un excellent résumé des questions les plus importantes de la chimie biologique contemporaine. Jean DELPHY.

Letort (Maurice). — **Les Conceptions actuelles du mécanisme des réactions chimiques (Cinétique chimique).** — *Collection des* Actualités scientifiques. — *Hermann et Cie, édit. 2 fascicules (Prix : 15 fr. chaque).*

Les deux fascicules que M. Letort vient de consacrer à la Cinétique chimique seront les bienvenus, à la fois pour le chimiste et pour le physicien. L'auteur a su, en effet, y concilier d'une façon particulièrement heureuse les vues les plus modernes de la Physique quant que avec les résultats expérimentaux de la Chimie pure, résultats auxquels il a apporté lui-même une intéressante contribution.

Le premier fascicule (Généralités et Processus élémentaires) traite des bases historiques de la Cinétique chimique et, abandonnant rapidement le point de vue radiochimique aujourd'hui bien dépassé, aborde l'étude des processus élémentaires dans l'hypothèse de l'activation par collision. Les processus bimoléculaires, monomoléculaires, quasi monomoléculaires (Hinshelwood), trimoléculaires, sont analysés d'une façon simple et claire, dans un esprit à la fois critique et expérimental.

Le deuxième fascicule, dont la lecture est jusqu'à un certain point indépendante de la connaissance du premier traite de l'analyse de la réaction globale et conduit à des conclusions très condensées mais très instructives. L'auteur y aborde en particulier l'étude des réactions complexes et des réactions en chaînes, dont l'exposé est repris avec plus de détails dans deux autres monographies de la Collection Hermann (Prettre, Lalande), qui ne font pourtant pas double emploi avec celle dont nous parlons. Nous pensons que le groupement de fascicules consacrés à des problèmes étroitement apparentés permettra au lecteur de se faire une vue d'ensemble très approfondie de la question. Le travail de M. Letort est précédé d'une préface de V. Henri qui met bien en lumière les qualités de l'auteur et celles de son exposé. Léon BLOCH.

3° Sciences naturelles.

Kostitzine (V. A.). — **Biologie mathématique.** *1 vol. in-8° 215, p. A. Colin, Edit., Paris, 1937 (Prix : 13 fr).*

Le Professeur V. Volterra, qui est un des fondateurs de la biologie mathématique, marque dans la préface ce que la nouvelle science doit à V. Kostitzine. Ce livre n'est pas un petit manuel de mathématique à l'usage des biologistes, mais une pénétrante étude mathématique des principaux problèmes biologiques tels que : Vie et milieu à l'égard de la circulation des éléments chimiques. Croissance d'une population et Loi de Logistique; à laquelle loi de Verhulst tant employée en statistiques sociales, Volterra et Kostitzine ont trouvé des applications biologiques après l'avoir développé mathématiquement pour la rendre adéquate à ce but. Les relations entre espèces, eu égard à la concurrence vitale et aux lois de Volterra, celle du cycle périodique qui généralise l'apologue « Loup, Chèvre, Chou ». Dans les questions de la symbiose et du parasitisme, de la croissance des organismes entiers, des embryons des organes et des tissus, de la forme, de la symétrie et des mouvements des êtres vivants, l'auteur apporte des aperçus nouveaux par des calculs mathématiques, souvent ne donnant aucun résultat quantitatif, mais qualitativement très significatif.

L'évolution est considérée à l'égard des problèmes du progrès de la vie et d'entropie, de la sélection, des mutations et de la génétique; notons que la mutation est considérée comme un cas de changement peu probable que la sélection rend stable.

La collaboration entre mathématiciens et biologistes est de mieux en mieux fructueuse lorsqu'on découvre « sous l'appareil logique un fond empirique, parfois tellement enfoui sous les apports ultérieurs que les mathématiciens oublient même son existence. C'est ce fond qui intervient chaque fois que l'on a recours au bon sens, c'est lui qui est disséqué en tous sens dans les études des bases logiques et psychologiques de l'analyse infinitésimale ». En somme, dirai-je, il n'y a de science que de ce qui peut être mis en termes mathématiques, mais pour cela, il faut souvent revenir à la mathématique naturelle du sens commun.

G. MALFITANO.

4° Art de l'Ingénieur.

Chaussin (C.) et **Hilly** (G.). — **Chaleur et Thermodynamique.** Préface de C. MONTEIL. — *1 vol. (16 × 25) de* xv-328 *p. avec fig. et 2 diagr. hors-texte ; Paris, Dunod,* 1938.

Si elle suscite généralement d'abord quelque commentaire désabusé, la publication d'un nouvel ouvrage de caractère pédagogique sur un sujet de cette nature s'explique cependant fort bien. C'est qu'en effet l'auteur estime toujours avoir, sinon quelque chose de nouveau à dire, du moins à présenter sous un jour particulier des connaissances acquises; cela tient d'une part à sa propre personnalité, d'autre part à la personnalité de ceux auxquels il s'adresse; n'est-ce pas à cette dernière cause que nous devons divers ouvrages *ad usum delphini* ?

MM. Chaussin et Hildy, professeurs dans les Ecoles d'Arts et Métiers ont écrit pour leurs élèves un livre bien charpenté, complété par l'énoncé de nom-

breux exercices, et au sujet duquel nous ne formulerons qu'une réserve : suivant une habitude trop répandue, les auteurs ne font état pour les constantes de la vapeur d'eau que de résultats antérieurs aux récents travaux de la *Conférence internationale des Taales de la Vapeur d'Eau* dont ils ne mentionnent pas l'existence.

Ph. TONGAS.

ACADÉMIES ET SOCIÉTÉS SAVANTES

DE LA FRANCE ET DE L'ÉTRANGER

ACADEMIE DES SCIENCES DE PARIS

Séance du 21 Novembre 1938.

M. le Président annonce le décès de M. **André Blondel**, Académicien libre.

1° SCIENCES MATHÉMATIQUES. — **G. Giraud** : *Sur les dérivées des fonctions qui répondent à un problème du type de Dirichlet.* — **L. Hibbert** : *Courbes d'égal argument. Cellules d'univalence, inversion des fonctions entières.* — **L. Tchakaloff** : *Sur quelques propriétés de la fonction gamma.* — **L. Goldstein** : *Sur l'interprétation statistique de la recombinaison des noyaux atomiques.* — Mlle **N. Morguleff** : *Recherche du cyanogène dans les étoiles de types peu avancés.* — **G. Garcia** et **A. Rosenblatt** : *Sur la formule de Stokes dans la théorie de la gravité.* — **M. Schlumberger** et **V. Baranov** : *Sur les anomalies de la pesanteur dans la région d'Alençon.* Ces anomalies sont probablement dues à la différence de densité à la limite du Bassin de Paris et des terrains anciens du Massif armoricain dans cette région. — Mlle **P. Février** : *Géométrie cinématique adaptée à la théorie des quanta.* — **J. Loiseau** : *Remarques au sujet de la théorie de la relativité et de la représentation des phénomènes sur un espace à quatre dimensions.* — **A. Datzeff** : *Sur les orbites stables d'un problème réduit de trois corps.* — **V. Karpen** : *Sur l'adhérence des armatures au béton dans le béton armé.*

2° SCIENCES PHYSIQUES. — **P. Chavasse** : *Sur la mesure du temps de réverbération acoustique.* Description de divers dispositifs utilisant un microphone et un amplificateur associé à un système de mesure différentiel. — **Et. Hochard** : *Modification artificielle de certaines constantes d'un galvanomètre.* — **H. Ollivier** : *Sur une évaluation des pouvoirs rotatoires magnétiques spécifiques du nitrate ferrique dissous et d'un sulfate cérique.* — **V. Dolejsek** et **M. Jezek** : *Le pouvoir séparateur et la pénétration du rayonnement X dans les cristaux mosaïques.* En employant de grandes distances, on peut obtenir avec les cristaux mosaïques un pouvoir séparateur égal à celui des cristaux parfaits. — Mlle **H. Thi Nga** : *La réduction de l'orangé 2 et du jaune métanile à l'électrode à gouttes de mercure.* — **W. Heller** et **Et. Vassy** : *Remarques touchant l'action de l'alcool sur les systèmes colloïdaux à particules hydrophiles.* La sensibilisation des colloïdes hydrophiles par l'alcool paraît due à une alcoolisation et non pas à une déshydratation des particules. — Mme **R. Duval** et **C. Duval** : *Sur un cobaltropyrophosphate de sodium.* Par mélange de solutions de $Co\,Cl^2$ et de pyrophosphate de Na, et addition d'alcool, les auteurs ont obtenu un sel bleu-violet de formule $[Co\,P^2O^7(H^2O)^2]\,Na^2$. — **E. Grillot** : *Sur les monochloréthanoates neutre et basiques de plomb.* — **E. Cattelain** : *Sur quelques dérivés de l'acide 3-[4-méthoxyphényl]-méthylpyruvique.*

Séance du 28 Novembre 1938.

M. **W. J. de Haas** est élu Correspondant pour la Section de Physique générale. — M. **I. Holmgren** est élu Correspondant pour la Section de Médecine et Chirurgie.

1° SCIENCES MATHÉMATIQUES. — **S. Mazur** ; *Sur les anneaux linéaires.* — **B. Kwal** : *Quelques généralisations relativistes des équations fondamentales de la Mécanique analytique.*

2° SCIENCES PHYSIQUES. — **G. Badarau** : *Sur le passage et la diffusion des corpuscules par des barrières de potentiel coulombien.* — **A. Guillet** : *Détermination simultanée des résistances, courants et f.é.m. en unités absolues E. M, ohm, ampère, volt.* — **L. Tisza** : *Sur la supraconductibilité thermique de l'hélium II liquide et la statistique de Bose-Einstein.* — **M. Véron** : *Sur la déflagration et la détonation dans un mélange gazeux combustible maintenu à volume constant.* L'auteur esquisse une nouvelle théorie de la détonation, qui rend directement compte d'un grand nombre de phénomènes observés. — **A. Goldet** : *Mesure d'indices de réfraction dans l'ultraviolet.* Transformation du réfractomètre de l'auteur pour le spectre visible en un appareil de mesures pour l'ultraviolet. — **Y. Ta** : *Effets des radiations sur les cristaux pyroélectriques.* En éclairant un cristal par une source riche en infrarouge, on a un moyen simple et commode pour l'étude des cristaux pyroélectriques, en même temps qu'un nouveau détecteur possible de radiations. — **E. Moles**, Mlle **M. T. Toral** et **A. Escribano** : *La densité limite et le poids moléculaire de l'éthylène. Nouvelle révision du poids atomique du carbone.* La densité limite est de $(1{,}25122 \pm 0{,}000\,003) + 0{,}009\,133_3\,p$, ce qui donne pour le poids atomique du carbone la valeur $12{,}007 \pm 0{,}000_5$ identique à celle déduite par Aston avec le spectrogramme de masse. — **W. Heller** : *Sur la structure des gels non thixotropes à particules hydrophiles.* L'auteur met en évidence la capacité des particules hydrophiles à former des gels biphases. — **E. Carrière** et Mlle **R. Lasri** : *Etude de la précipitation des molybdates de baryum en fonction du pH.* — **L.-G. Sabrou** et **E. M. Renaudie** : *Formation de produits asphaltiques visibles au microscope au cours du vieillissement d'huiles de graissage.* — **P. Gaubert** : *Anneaux mobiles dans les*

gouttes anisotropes de p-azoxyanisol contenant une petite quantité de phloridzine.

3° Sciences naturelles. — M. **Pierre Bellair** : *Les éléments lourds dans les sables désertiques.* L'étude des minéraux lourds dans les sables sahariens montre que les échanges de matériel éolien semblent faibles à grande distance, entre les différents grands édifices dunaires du Sahara septentrional, et ceci vaut depuis la constitution de ces édifices. Elle souligne, pour la région étudiée, l'importance de la dorsale Hoggar-Laghouat. Cette ligne de hauteurs séparant les deux anciens bassins fluviaux de la Saoura et de l'Ighanghar continue, depuis l'établissement du régime désertique, à être un obstacle infranchissable, même aux transports éoliens d'éléments très mobiles. — M. St. **Ghika-Budesti** : *Le caractère pétrographique de la série éruptive du Jebel Sarro. Antiatlas marocain.* Les roches de l'Akka n'Oulil sont des granodiorites appartenant à la série des charnockites. Dans ces granodiorites le feldspath potassique apparaît toujours sous forme de microperthite, le quartz a toujours une structure impliquée et l'élément mélanocrate est toujours un pyroxène, principalement du diallage à inclusions microlitiques opaques. — M. **Auguste-Pierre Dutertre** : *Sur l'Albien inférieur du Boulonnais.* — M. **François Tanazacq** : *Découverte d'un horizon fossilifère en Ardenne française dans le massif ardoisier de Rocroi.* — M. **Léopold Berthois** : *Le dépôt des sédiments en Méditerranée occidentale.* L'étude du quartz et des minéraux lourds a montré que la plus grande partie des éléments détritiques ne dépassait pas une étroite bande côtière ; seuls les petits éléments parviennent au large. Malgré la présence des organismes les matériaux constituant le sédiment en Méditerranée occidentale s'accumulent donc très lentement. — M. **Charles Bois** : *Sur les pluies torrentielles en Tunisie.* — Mlle **Berthe Biecheler** : *La cyclose chromatique des Péridiniens est un stade (prophase-métaphase) de leur division.* — MM. **Marin Molliard, Robert Echevin** et **Arthur Brunel** : *Composition azotée des feuilles panachées.* L'étude porte sur des feuilles normalement vertes, panachées ou blanches d'*Acer Negundo* et de *Pelargonium zonale*. Il se produit une augmentation notable de l'azote total en fonction de l'intensité de la panachure, augmentation due surtout à l'accumulation de l'azote soluble. De plus l'azote des nitrates et nitrites, à peine décelable chez les feuilles vertes ou panachées, subsiste en quantité appréciable dans les feuilles blanches des deux espèces. Pour le *Pelargonium* l'augmentation de l'azote soluble porte surtout sur l'azote aminé, l'azote amidé et l'ammoniaque. Pour l'*Acer* on observe une énorme accumulation de l'allantoïne et de l'acide allantoïque. D'autre part, chez des Radis qui ont cru en présence d'un air enrichi en oxygène, et dont le pigment a été ainsi partiellement détruit, on observe de même une augmentation nette de l'azote nitrique et de l'azote soluble. Le phénomène apparaît donc comme indépendant du mécanisme qui a présidé à l'atténuation du pigment vert. — MM. **Auguste Sartory, Jacques Meyer** et **Dominique Schmutz** : *Étude du rapport entre la dose de vitamine hydrosoluble hétérogène et la quantité des bactéries initialement ensemencées par le contrôle de l'activation de la croissance.* Il existe un rapport entre le poids de la vitamine B_1 hétérogène et celui de bactéries ensemencées. Pour la vitamine B_2 on constate une activation seulement pour certaines doses ; toutes les autres concentrations de vitamine B_2 en rapport avec le matériel d'ensemencement semblent occasionner une diminution de la croissance, et par suite obéir à d'autres lois physiologiques que la vitamine B_1. — MM. **Guillaume Valette** et **René Rollé** : *Étude de l'action de la quinine sur les amibes : pénétration cellulaire et toxicité.* Le sel de quinine pénètre dans le protoplasme de l'amibe et se fixe électivement en certains points particuliers du contenu cellulaire. On doit admettre qu'en ces points le sel d'alcaloïde se condense de telle sorte que la concentration du toxique à l'intérieur de la cellule est notablement plus élevée qu'à l'extérieur. Dans la période qui précède la mort, l'affinité des constituants protoplasmiques pour l'alcaloïde semble s'atténuer peu à peu. — MM. **Maurice Rangier** et **Pierre de Traverse** : *Sur le rouge de scatol urinaire.* En partant de l'urochrome les auteurs ont pu préparer le colorant appelé rouge de scatol. On ne saurait, de la réaction qui lui a donné naissance avec l'urine, faire un indice de putréfactions intestinales analogue à l'indican. — M. **Mladen Paic** : *Détermination de la constante de sédimentation de l'hémolysine.*

Séance du 5 Décembre 1938.

M. **G. Perrier** est élu vice-président pour 1939. — M. **E. Rothé** est élu Correspondant pour la Section d'Astronomie.

1° Sciences mathématiques. — **B. Jessen** : *Sur un problème de Lagrange concernant l'argument d'un polynome trigonométrique.* — **L. Beschkine** : *Sur une classe de mécanismes à deux degrés de liberté.*

2° Sciences physiques. — **B. Cabrera** : *Influence de l'eau sur les valeurs des constantes magnétiques des terres rares.* L'auteur a reconnu que la présence d'eau dans les oxydes ou les sulfates de terres rares exerce une influence plus ou moins prononcée sur les valeurs de leur constante χ. — **J. Virgitti** : *Champ axial dans le tube-support d'un générateur de haute tension, utilisant un aérosol électrisé pour le transport des charges.* — **W. Heller** et **J. Rabinovitch** : *Sur une détermination possible de la topographie des champs magnétiques faibles et hétérogènes.* Les auteurs utilisent les propriétés magnéto-optiques d'une solution colloïdale d'électroferrol. — **R. Forrer** : *Sur l'activation et la composition du moment élémentaire dans les alliages ferromagnétiques.* L'auteur suppose que les moments atomiques sont composés de deux parties : un moment de base, attribué au spin des électrons et comprenant le moment normal et le moment d'activation, et un moment supplémentaire variable. Celui-ci serait de nature orbitale. — **R. Ricard** et **F. Valancogne** : *Spectre du rubidium dans l'ultraviolet extrême* (2000-1050 Å). — **L. Dunoyer** : *Sur l'émission en bout des tubes luminescents. Formules générales.* — **J. Amiel** : *Sur le paramagnétisme des sels cuivriques des acides de la série grasse à chaîne linéaire.* Les formiates se différencient nettement des autres sels

A partir des éthanoates, Cu est dissimulé au point de vue magnétique. Le nombre d'atomes de C ne semble pas influer d'une façon systématique. — **G. Le Clerc** : *Sur l'activité catalytique du sesquioxyde de fer cubique dans la synthèse d'hydrocarbures par hydrogénation de l'oxyde de carbone à la pression atmosphérique.* L'auteur établit le mécanisme de l'activation des catalyseurs au fer par une addition alcaline : celle-ci agit en stabilisant Fe^2O^3 cubique, catalyseur beaucoup plus actif que Fe^3O^4. — **R. Dubrisay** et **J.-J. Goupil** : *Action sur les métaux de certains acides organiques en solution dans les liquides non aqueux.* L'attaque, nulle ou faible lorsque la lame métallique plonge entièrement dans un seul liquide, devient notable dans le cas où la lame métallique est coupée par la surface de séparation de deux phases distinctes. — Mlle **J. Gutman** : *Action de la diméthylamine sur le méthyl-1-dibromo-1-2-cyclohexane.* — Mlle **B. Tchoubar** et **O. Sackur** : *Action des dérivés organomagnésiens sur l'α-bromocyclohexylformaldéhyde.* C' est le groupe aldéhydique qui réagit d'abord avec formation d'halohydrine instable, qui ne peut être isolée et qui se transforme soit en cétone C^6H^{11}-CO-R, soit en aldéhyde C^6H^{10} (Ar) CHO. — Mmes **P. Ramart** et **M. Grumez** et M. **M. Martynoff** : *Structure et absorption des colorants diaminés dérivés de l'acridine.* Ces substances peuvent prendre en solution deux formes transformables l'une en l'autre réversiblement. Ces deux formes peuvent être représentées par les formules ortho et para-quinoniques. — **R. Quelet** et **J. Allard** : *Nouvelle méthode de synthèse du paraméthoxy-α-β-dichloroéthylbenzène ; passage au 3 et à l'α-chloroparaméthoxystyrolènes.* — **F. Trombe** : *Le dosage du quartz par analyse thermique différentielle.* L'auteur identifie et dose le quartz dans un mélange pulvérulent par analyse thermique précise de la transformation α-β. La mise en évidence du phénomène thermique est faite par analyse différentielle ou bidifférentielle.

3e Sciences naturelles. — M. **Henri Vincienne** : *Sur la coexistence du tungstène et de l'or dans la zone minéralisée de Salsigne-Villanière (Aude).* — MM. **Georges Deflandre** et **Louis Dangeard** : Schizosphaerella, *un nouveau microfossile méconnu du Jurassique moyen et supérieur.* — M. **Henri Grisollet** : *Etude de la lumière diffusée par les particules en suspension dans l'air.* — Mme **Geneviève Feldmann-Mazoyer** : *Sur un nouveau genre de Céramiacée de la Méditerranée.* Par son mode de ramification très particulier et ses tétrasporanges cruciés insérés sur les rameaux à croissance indéfinie, cette Algue s'éloigne nettement des genres *Callithamnion* et *Antithamnion* auxquels elle avait été précédemment rapportée. Elle doit constituer le type d'un genre nouveau distinct, *Callithamniella nov. gen.* — M. **Lucien Plantefol** : *Sur les échanges respiratoires des tissus végétaux en culture.* La méthode révèle au début de la culture des tissus végétaux l'existence de deux périodes physiologiques consécutives, marquées par une augmentation, puis une diminution de l'intensité respiratoire. Elle ne permet pas, sous la forme utilisée, l'étude continue des cultures, durant la période où s'instaure la croissance. — M. **Pierre Gavaudan**, Mme **Noélie Gavaudan** et M. **Joseph Durand** : *Sur l'induction de la polyploïdie dans les cellules somatiques de quelques Graminées par l'action des vapeurs d'acénaphtène.* Dans ses effets généraux l'action des vapeurs d'acénaphtène sur les tissus somatiques des Graminées est identique à celle de la colchicine. Elles provoquent au bout de 48 heures, une polyploïdie intense. Dans la racine de *Hordeum distichum erectum* où $2n = 14$ on trouve fréquemment des cellules à $4n$ et $8n$, c'est-à-dire à 28 et 56 chromosomes. Il n'est pas nécessaire d'employer de grandes quantités d'acénaphtène avec les germinations de Graminées ; des doses faibles arrêtent les caryocinèses. L'action de l'acénaphtène est aussi rapide que celle de la colchicine. — M. **Marc Simonet** : *Sur l'hérédité des mutations tétraploïdes de* Petunia *obtenues après application de colchicine.* Les descendants des plantes tétraploïdes montrent les mêmes caractéristiques que celles qui avaient été observées chez les variations de bourgeons provoquées après application de colchicine : gigantisme, tardivité de la végétation, texture charnue du feuillage, et gigantisme des grains de pollen bien conformés. La polyploïdie se maintient aussi intégralement, toutes les plantes examinées sont à $n = 14$. Les mutations provoquées par l'action de la colchicine sont donc tout à fait héréditaires. — M. **Yves Le Grand** : *Sur la fluorescence du cristallin.* — M. **Philippe Joyet-Lavergne** : *Sur l'action de la folliculine dans les transformations expérimentales des organismes mâles en intersexués ou en femelles.* La folliculine agit directement sur la cellule vivante. Son action modifie les catalyses d'oxydations intracellulaires en diminuant le pouvoir d'oxydation de la cellule La diminution du pouvoir oxydant des cellules folliculinisées est suffisante pour entraîner la polarisation de certains tissus de l'organisme mâle vers le sens féminin et les phénomènes d'intersexualité ou de changement de sexe sont des conséquences de cette polarisation nouvelle — MM. **Georges Champetier** et **Emmanuel Fauré-Fremiet** : *Etude rœntgénographique des kératines sécrétées.* Les rœntgénogrammes des kératines sécrétées ne montrent aucune des caractéristiques des kératines α ; cependant ces substances présentent une haute élasticité et la comparaison de leurs propriétés mécaniques et optiques permet de conclure qu'elles sont formées de chaînes peptidiques du type collagène, disposées assez irrégulièrement, avec une faible tendance vers une orientation définie, que l'on peut accentuer nettement par l'effet d'une tension. Ces substances se comportent donc à l'égard de leur structure intime, comme des gommoïdes. — M. **Marcel Mazille** : *Sur une électrodialyse unipolaire du sérum sanguin.* Dans un sérum effectivement déminéralisé, le quasi-totalité de l'édifice colloïdal précipite sous la forme d'un bloc homogène, très facilement décomposable en ses deux constituants, différents très nettement par leurs propriétés physiques, le support adsorbant et la substance adsorbée, très semblables, l'un à la protéine visqueuse, l'autre à l'hémoglobuline. Ces deux constituants, vraisemblablement libres, dans le sang circulant, s'uniraient au moment de la sortie du sang de l'organisme pour donner naissance au complexe isolé par l'auteur.

Séance du 12 Décembre 1938.

M. **E. Hertzsprung** est élu Correspondant pour la Section d'Astronomie.

1° Sciences mathématiques. — **P. Lévy** : *Mouvement brownien et schémas géométriques.* — **Chr. Pauc** : *Contribution au problème de M. Fréchet relatif à la recherche d'une paramétrisation dérivable pour les courbes douées d'une tangente en tout point.* — **M. Brelot** : *Sur un balayage d'ensembles fermés.* — **A. Dvoretzky** : *Sur la semi-convergence des séries et en particulier de celles de Dirichlet.* — **M. Godefroy** et **H. Poncin** : *Sur la notion de stabilité.* — **A. Foch** et **Ch. Chartier** : *Chronophotographie et écoulements à giration.* — **V. Volkovisky** : *Sur quelques propriétés des trajectoires verticales dans les problèmes plans de convection.* — **L. Malavard** : *Correction de soufflerie en veine elliptique.* — **P. Lejay** : *Carte gravimétrique des Philippines.* Les régions montagneuses sont couvertes de fortes anomalies positives, contrairement à la loi générale. L'action des compensations de nombreuses fosses océaniques voisines des côtes se fait nettement sentir.

Séance du 12 Décembre 1938.

3° Sciences naturelles. — Mme **Rita Dubertret**, MM. **Louis Doncieux**, **Henri Vautrin** et **Louis Dubertret** : *Sur le Nummulitique du versant oriental de l'Anti-Liban (région de Damas, Syrie).* Au Sud des massifs de l'Hermon et de l'Anti-Liban et jusque dans le plateau désertique, le Nummulitique paraît faire suite sans discontinuité au Sénonien, par un Eocène inférieur crayeux. — Mme **Arlette Vassy** et M. **Etienne Vassy** : *Variations journalières de la température moyenne de l'ozone atmosphérique.* Les résultats exposés dans la présente Note mettent en évidence l'intense circulation des grandes masses d'air stratosphériques et montrent qu'elles peuvent conserver leurs caractéristiques originelles pendant un certain temps. L'ozone, par la mesure de son épaisseur réduite et de sa température moyenne, constitue un moyen commode pour suivre ces déplacements. — M. **Gabriel Bertrand** : *Sur la quantité de zinc contenue dans l'eau de mer.* Il y a, dans l'eau des mers qui baignent les côtes de France de 3 à 4 mgr. de zinc par litre Si l'on rapporte ces quantités aux poids de sels totaux dissous on arrive à un chiffre très voisin de 1 pour 10.000. La proportion du zinc contenu dans l'eau de mer serait donc, à très peu près, proportionnelle à la concentration saline totale. — M. **Georges Lemée** : *L'histoire forestière post-glaciaire en Basse-Normandie d'après l'analyse pollinique des tourbières.* L'histoire de la silve post-glaciaire normande comporte les phases suivantes : 1° phase du pin ; 2° phase du noisetier et de la chênaie mixte (chêne dominant, orme subordonné) ; 3° phase de la chênaie mixte et de *Tilia cordata* ; 4° phase de l'aulne et du chêne, avec une forte dominance de l'aulne ; 5° phase de l'aulne, du chêne et du hêtre. — L'ensemble des autres essences a progressé aux dépens de l'aulne par suite du déboisement partiel des tourbières sous l'influence humaine. Le sapin a fait défaut en Basse-Normandie pendant tout le post-glaciaire ; le sapin de Normandie n'est donc pas une relique glaciaire. — M. **Jean Motte** : *Sur l'évolution des noyaux des cellules internodales de* Charo fœtida. — Mme **Irène Michalska** et M. **François-Xavier Skupienski** : *Recherches écologiques sur les Acrasiées* Polysphondylium pallidum *Olive*, Polysphondylium violaceum *Bref.*, Dictyostelium mucoroïdes *Bref.* — Mlle **Jane Manuel** : *Sur la formation de l'asque de* Nematospora Coryli, *après un phénomène sexuel.* Le *N. Coryli* offre un développement tout à fait semblable à celui des Levures du genre *Zygosaccharomyces* et des Endomycoïdées, l'asque résultant d'une conjugaison isogamique. On est donc amené à ranger les espèces du genre *Nematospora* parmi les levures, dans la tribu des Nématosporoïdées, et la famille des Endomycétacées. Enfin le genre *Nematospora* doit être complètement séparé des genres *Ashbya* et *Eremothecium*. — MM. **Paul Riou** et **Gérard Delorme** : *De la répartition du manganèse et du fer dans les frênes et les ormes de la province de Québec.* Chez le frêne la teneur en fer est relativement élevée et celle du manganèse très faible. Ces éléments sont surtout abondants dans les parties actives de l'arbre, et semblent s'accumuler dans l'écorce, les feuilles et les rameaux. Le cœur et l'aubier ne contiennent que très peu de ces métaux. Les cendres des ormes étudiés sont très pauvres en manganèse ; ici encore on constate une présence plus grande du fer et du manganèse dans les parties actives de l'arbre (feuilles et rameaux). — M. **Roger Ulrich** : *Variations des réactions aux lésions superficielles en fonction de leur surface* (fruits d'Iris pallida *Lam.*). Etude de l'influence de la surface de la lésion sur la perte d'eau et sur l'évolution des tissus cicatriciels. 1° La perte d'eau augmente rapidement avec l'étendue des blessures ; il y a à peu près proportionnalité entre ces deux grandeurs. 2° Du point de vue anatomique, les réactions des fruits isolés varient peu avec la surface des blessures. On peut donc supposer que les besoins matériels des fruits en cours de cicatrisation sont faibles ; il leur faut surtout de l'eau pour compenser les pertes par évaporation. — MM. **Louis Blaringhem** et **Kuo Chun Chin** : *Nouveau cas de Xénie chez des Hybrides de Blé* (Triticum monodurum. Tr. ægilopoïdes, Tr. vulgare). Le croisement *Monococcum* × *Triticum vulgare* a donné deux grains dont l'un, le plus maigre a donné en F_1 le type *Monococcum* ; l'autre, le plus gros, présentant la Xénie au plus haut degré, donne un type *vulgare* offrant de grandes analogies avec le père. Ces grains sont l'origine de variétés uniformes dans toutes leurs parties et dont l'hérédité n'est pas douteuse. Tous deux sont les prototypes d'une nouvelle catégorie de Blés *Monococco-vulgare* ou Froments-Engrains. Les grains des deux souches conservent dans leur descendance (F_3) toutes les particularités notées en F_1 et en F_2 ; ce sont des combinaisons stabilisées des albumens des parents. — Le fait nouveau, et il est d'importance, est l'acquisition de Blés avec des albumens mixtes de Froment et d'Engrain.

Le Gérant : Gaston Doin.

Sté Gle d'Imp. et Edit., 1, rue de la Bertauche, Sens. — 2-39.